Série A, n° 1004
N° D'ordre:
1028

THESES

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir

Le Titre de DOCTEUR de L'UNIVERSITE
(Mention Sciences)

par

René HARDY

1re THESE. - "UTILISATION DES CELLULES PHOTOCONDUCTRICES AU PbS POUR DETECTER DANS LA REGION DE 1 A 3 μ LE RAYONNEMENT DE SOURCES POSSEDANT UN MAXIMUM D'EMISSION ENTRE 1 ET 10 μ "

2° THESE. - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 15 juin 1962 devant la Comission d'examen.

MM. R. LUCAS ..... Président

CHAMPETIER

BARCHEWITZ

Examinateurs

Série A, n°1004
N° D'ordre:
1028

THESES

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir

Le Titre de DOCTEUR de L'UNIVERSITE
(Mention Sciences)

par

René HARDY

1re THESE. - "UTILISATION DES CELLULES PHOTOCONDUCTRICES AU PbS POUR DETECTER DANS LA REGION DE 1 A 3 μ LE RAYONNEMENT DE SOURCES POSSEDANT UN MAXIMUM D'EMISSION ENTRE 1 ET 10 μ "

2° THESE. - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 15 juin 1962 devant la Comission d'examen.

MM. R. LUCAS ..... Président

CHAMPETIER

BARCHEWITZ

Examinateurs

U. BIBL.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

T H E S E

UTILISATION DES CELLULES PHOTOCONDUCTRICES AU PbS POUR DETECTER DANS LA REGION DE 1 μ A 3 μ LE RAYONNEMENT DE SOURCES POSSEDANT UN MAXIMUM D'EMISSION ENTRE 1 ET 10 μ .

(janvier 1962)

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

- P R O F E S S E U R S -

Doyen ..... M. ZAMANSKY

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie et Cristal.
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité
MONNIER	T	Physiologie Générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE	T	Chimie Générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOME	T	Physique du Globe
Mle COUSIN	T	Biologie Animale (SPCN)
CHRETIEN	T	Chimie minérale
DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIERE	T	Géologie (SPCN)et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie Vég. (P.C.B.)
LUCAS R.	T	Recherches Physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)
FORTIER	T	Mécanique exp. des Fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Botanique
DE CUGNAC	T	Biologie Végétale (SPCN)
Mle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe
L'HERITIER	T	Biologie Générale (Orsay)
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique Générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des Nombres
QUELET	T	Chimie Organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.

JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories Physiques
AMIEL	T	Chimie générale
HOCART	T	Minéralogie et Cristallog.
J.P.MATHIEU	T	Physique (Optique)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie.
FELDMANN	T	Biologie Végétale marine
GUINIER	T	Physique des Solides(Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des Probabilités et Physique mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégral
CHOUARD	T	Physiologie Végétale
MALAVARD	T	Aviation (Techn.Aéronaut.)
BRELOT	T	Calculdiff. et intégral
NORMANT	T	Synthèse organique génér.
BENARD	T	Chimie Minérale
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie Végétale
MARECHAL	T	Optique théorique et Appl.
KIRRMANN	T	Théories Chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mle LE BRETON	T	Physiologie de la nutri.
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Applic. de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie Comp.
EHRESMANN	T	Topologie Algébrique
FRANCON	T	Physique (S.P.C.N.)
GLANGEAUD	T	Géographie phys. et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)
PISOT	T	Tech. Mathém.de la Phys.
ROCH	T	Géologie
SCHATZMAN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléontologie stratig.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.)
RIZET	T	Génétique (Orsay)
ROUTHIER	T	Géologie appliquée
Mme TONNELAT	T	Physique Théorique
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechnique génér.
BRUSSET	T	Chimie systématique
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme. CHAIX	T	Chimie biologique
Mme. HUREL-PY	T	Biologie Végétale (PCB)
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.)
BRUN	T	Mécan. théorique des Fluides
LEDERER	T	Chimie biologique
Mme.DUBREIL	T	Mathem. (Agrégation)
Mme. LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)
COTTE	T	Physique électricité
DUBOIS J.E.	T	Chimie organique

LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.)
MICHEL A.	T	Chimie Minérale (Orsay)
OLMER	T	Energétique générale
ROUAULT	T	Electricité (Orsay)
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER	T	Physiologie comparée
CAMUS	T	Physiologie Veg. BMPV
CASTAING	T	Physique (Orsay)
CURIEN	T	Minéralo.et Cristallog.
MOYSE	T	Physiologie Vegé.(Orsay)
NOIROT	T	Evolution des Etres Org.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay)
POSSOMPES	T	Zoologie
PULLMANN	T	Chimie théorique
TEILLAC	T	Physique Nucl. et Radio-activité.
TONNELAT	T	Biologie Physico-chim.
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.)
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches physiques
GUINOCHET	T	Biol. Vég. SPCN (Orsay)
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.)
Mle JOSIEN	T	Chimie S.P.C.N.
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Electronique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay)
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay)
DENY	T	Mathématiques Géné.(Orsay
GERMAIN	T	Mécan.théor. des fluides
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD	T	Chimie Physique
BERTHELOT	T	Phys. Fondamentale des Hautes Energies (Orsay)
BRICART	T	Météorologie et phys. de l'Atmosphère.
Mme.ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie
FRIEDEL	T	Physique des Solides (Ors)
M. JULIA	T	Etudes des Moléculaires naturelles complexes
LENDER	T	Biol. Animale (SPCN) Orsay
MAGAT	T	Physico-chimie des radio-éléments.
Melle QUINTIN	T	Electrochimie
MONOD	T	Chimie du Métabolisme
BENOIT	T	Physiol. Anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAISSINSKY	T	Radiochimie
LEMEE	T	Physiol. Vég. BMPV (Orsay)
GUERIN	T	Chimie M.P.C. (Orsay)
CHATELET M.	T	Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique Nucléaire (Orsay)
MATTLER	T	Physique S.P.C.N.
MICHEL L.	T	Phys. Théor. des Hautes Energies (Orsay)
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay)
BERTEIN	T	Electronique (Orsay)
BOUISSIERES	T	Chimie des Radioéléments (Orsay)
Mme.COUTURE	T	Thermodynamique et Méc. physique.
ELLENBERGER	T	Géologie appli.s/ le terr.
FRANC	T	Biol. Animale (P.C.B.)
SCHNELL	T	Botanique tropicale (Orsay)

STOLKOWSKI	T	Physiologie générale
ACHER	T	Chimie Biol. (Orsay)
BAUDOIN	T	Biologie animale P.C.B.
BEAUMONT	T	Biologie animale P.C.B.
BLAMONT	T	Géophysique Ionosphère
BOURREAU	T	Botanique
CURIE D.	T	Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA	T	Géologie
FREON	T	Chimie organique (Orsay)
HELLER	T	Physiologie végétale ,
TORTRAT	T	Calcul des Probabilités
CAILLEUX	T	Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.)
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appl. à la Chim. Théor. et à la Phys. Nucléaire
Mle FOURCROY	T	Biol. Végétale (SPCN)
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Mec. Analytique et Mec. céleste
Mle VEIL	T	Physiologie Générale
LWOFF	T	Microbiologie
SIESTRUNCK	T	Mécan. Phys. et Expérim.
LACOMBE	T	Métallur. des métaux Nucl.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale
LESIEUR	T	Mathématiques MPC (Orsay)
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay)
CAIRE	T	Géographie phys. et Géol. Dynamique
COMOLET	T	Mécanique des Fluides
CORABOEUF	T	Physiologie animale
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère
GORENFLOT	T	Botanique II (Orsay)
HOUILLON	T	Biologie Animale (P.C.B.)
JULLIEN J.	T	Chimie P.C.B.
MALGRANGE	T	Tech. Math. de la Phys.
OLIVIER	T	Antropologie
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay)
BLANC-LAPIERRE	T	Physique ENS (Orsay)
CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay)
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay)
SAMUEL	T	Mathématiques ENS Féminines
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay)
THIRY	T	Mécanique céleste

SECRETAIRE GENERAL. . . . R. POULLAIN.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538121_0035

SOMMAIRE GENERAL

CHAPITRE 1 - GENERALITES

La gamme de 1µ à 10µ , méthodes de mesure
Importance du problème posé par le titre

CHAPITRE II - LE RAYONNEMENT - BASES FONDAMENTALES DE LA METHODE

L'énergie rayonnée, Condition de Lambert, Le corps noir
Pression de radiation, Lois de Kirschoff, de Stefan - Boltzmann
Intégrale et constante de Stefan
Loi du rayonnement de Planck
Le déplacement de Wien

CHAPITRE III - DETECTION SELECTIVE ET DIFFERENTS ISOTHERMES

Limite spectrale du détecteur
Réduction de l'équation de Planck
Energie entre deux limites

CHAPITRE IV - DETECTION DES RADIATIONS DE 1 A 10µ

Les deux sortes de détecteurs
Bruits de fond et critères
Aspect théorique général des critères
Détecteurs photoélectriques
Détecteurs thermiques
Limites des performances et choix du détecteur PbS

CHAPITRE V - FABRICATION ET CARACTERISTIQUES DU DETECTEUR PbS

Equipements
Préparation du PbS
Traitements sur pompe
Caractéristiques des cellules

CHAPITRE VI - APPLICATIONS

Corps non noirs , conditions de mesure
Mesures directes non qualitatives
Mesures quantitatives et qualitatives
Détection, discrimination, localisation

CHAPITRE VII - CONCLUSIONS

Intérêt théorique de la méthode
Généralisation, extension de la méthode

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE 1

GENERALITES

1 - 1 - LE DEVELOPPEMENT DE LA RECHERCHE ET L'INFRAROUGE
1 - 2 - LA GAMME DE 1 A 10 μ
1 - 3 - DETECTION DU RAYONNEMENT A DISTANCE
1 - 4 - METHODES DE MESURE - DETECTION NON SELECTIVE
1 - 5 - DETECTION SELECTIVE DU RAYONNEMENT
  a) Les détecteurs sélectifs
  b) Méthode différentielle à deux spectres
1 - 6 - EXPLORATION D'UNE BANDE ETENDUE PAR UN SEUL DETECTEUR SELECTIF
1 - 7 - IMPORTANCE DU PROBLEME POSE PAR LE TITRE
1 - 8 - PLUSIEURS APPLICATIONS DE LA METHODE PROPOSEE
1 - 9 - ETUDE DES MOYENS
1 - 10 - FACTEUR DE MERITE - CRITERE DU PbS
1 - 11 - FABRICATION DU DETECTEUR SENSIBLE AU PbS
1 - 12 - UTILISATION ET APPLICATIONS

1

GENERALITES

1 - 1 - LE DEVELOPPEMENT DE LA RECHERCHE ET L'INFRAROUGE -

Le développement des recherches et de nos connaissances dans le domaine du rayonnement électromagnétique, après avoir permis l'expérimentation sans dis-discontinuité du spectre visible au spectre hertzien, a donné lieu à de nombreux travaux mettant en évidence les propriétés particulières au rayonnement infrarouge constituant la liaison entre ces deux spectres.

Dans ce domaine, l'infrarouge proche, celui qui va de la limite des radiations visibles jusqu'aux radiations thermiques émises à la température ambiante, est une région qui a donné lieu à un grand nombre de travaux ces derniers temps, du fait d'applications nouvelles importantes tant scientifiques et industrielles que militaires ou astronautiques.

1 - 2 - LA GAMME DE 1 A 10 μ -

Les moyens de détection du rayonnement infrarouge sont de plus en plus nombreux et les techniques se développent pour augmenter la sensibilité des détecteurs. Cependant, si l'on veut considérer l'étude d'une plage assez large de ce rayonnement, du visible à l'ambiance thermique que nous avons évoquée, et cela avec un seul détecteur, on est vite limité en sensibilité si on demande à ce détecteur de fonctionner correctement tout le long d'une telle échelle.

1 - 3 - DETECTION DU RAYONNEMENT A DISTANCE -

La limitation des moyens se fait encore plus sentir lorsqu'on désire détecter et mesurer et mesurer ce rayonnement, qualitativement et quantitativement, à des distances de plus en plus grandes et avec des temps de réponse de plus en plus réduits.

La détection à distance illustrée par la lunette de FERY a certes donné lieu à la génèse de toute une famille d'appareils pyrométriques ingénieux mais d'autant plus limités d'emploi que la longueur d'onde des radiations augmentait en microns.

1 - 4 - METHODES DE MESURE - DETECTION INTEGRANTE -

Pour le choix d'une méthode de mesure sur échelle étendue, on peut faire appel à des détecteurs non sélectifs. Les détecteurs thermométriques à dilatation de liquide (mercure, silice, thermomètres à gallium), sont très peu sensibles, comme ceux à gaz à variation de volume ou ceux à écoulement et variation de viscosité ou de masse spécifique, ou encore les détecteurs à pression de vapeur saturante. Seule la dilatation de solides (tige, bilame métallique ou plastique) présente une sensibilité relative mais bien loin d'être suffisante encore.

Les mesures par variation de résistance électrique (résistance de platine, couple platine rhodié-platine, nickel ou molybdène), sont aussi de sensibilité insuffisante malgré les progrès obtenus avec les semi-conducteurs ou résistances à coefficient négatif, comme aussi les ingénieuses utilisations de l'effet JOHNSON dans les thermomètres à "bruit de fond".

Avec la production d'une force électromotrice de jonction, dans les couples tels que platine rhodié, iridium et iridium rhodié ou simplement nickel chrome nickel ou fer constantan, molybdène, tungstène tantale, assemblés en éléments multiples du type "micromodule", on a réussi à améliorer les performances, mais ici l'inertie de la mesure reste, à défaut de la sensibilité encore souvent insuffisante, l'écueil principal.

Il faut avoir recours à des récepteurs "techniques" ou complexes, ou a des méthodes d'amplification du phénomène (électrique, sélective, optique), avec les bolomètres ou les pyromètres optiques, pour augmenter la valeur de l'information. Ces appareils : le bolomètre par exemple, dans les formules les plus modernes à rubans métalliques déposées par projection cathodique ou évaporation sur film de cellulose (et dont l'épaisseur de la couche conductrice n'est que de l'ordre de : 1/100.000 de mm), sont encore insuffisants aussi, pour une quantité d'applications. Ils permettent une mesure quantitative et non discriminatoire et avec un temps de réponse trop long pour connaître la valeur de la température absolue, ils obligent à des méthodes comparatives. C'est l'inconvénient de tous les récepteurs non sélectifs dans lesquels l'absorption des radiations par les réseaux atomiques, provoquent un échauffement de ceux-ci et conduisent à une variation des propriétés telles que le changement de résistance électrique ou la création de forces électromotrices.

1 - 5 - DETECTION SELECTIVE DU RAYONNEMENT -

a) LES DETECTEURS SELECTIFS - Une deuxième catégorie de détecteurs: les détecteurs "sélectifs" dans lesquels l'action des photons, compte tenu des caractéristiques de bande de valence ou des propriétés vibratoires des atomes autour de leur position d'équilibre, donne lieu à des phénomènes dans les limites étroites du spectre, qu'il s'agisse d'effet photoconducteur, photovoltaïque, photoémissif ou photoélectromagnétique, sont, dans leur limite spectrale du fonctionnement, généralement considérablement plus sensibles que les premiers.

Les cellules photoélectriques à vide poussé, ou les photomultiplicateurs permettent de détecter des rayonnements très petits dans la limite de leur sensibilité spectrale, comme également certaines cellules photoconductrices telles que celles au Sulfure de plomb.

b) METHODE DIFFERENTIELLE A DEUX SPECTRES - Avec deux détecteurs de sensibilité spectrale différente, on peut faire une mesure différentielle situant la position du maximum du rayonnement, par la comparaison des quantités relatives d'énergie reçue par chacun d'eux (ce sont les pyromètres "bichromes") ; cette méthode est peu sensible dans une bande étendue.

1 - 6 - EXPLORATION D'UNE BANDE ETENDUE PAR UN SEUL DETECTEUR SELECTIF -

Il est toutefois possible avec un seul détecteur sélectif très sensible, de faire des mesures à la fois quantitatives et qualitatives dans une bande étendue, en tenant compte de ce que le rayonnement du corps noir contient théoriquement toutes les radiations du spectre mais de répartition en intensité, différente selon la valeur de sa température.

C'est ainsi que le détecteur au Sulfure de plomb dont la bande de sensibilité spectrale se situe entre 1 et 3 microns, peut permettre la détection et la mesure des radiations du corps noir, dont le maximum de rayonnement se situe entre 1 et 10 microns.

1 - 7 - IMPORTANCE DU PROBLEME POSE PAR LE TITRE -

L'importance du problème que nous nous sommes posé, ressort des avantages possibles d'un tel moyen de mesure s'il permet d'explorer d'une façon simple une étendue du spectre qui fait l'objet aujourd'hui de tant d'études et d'applications nouvelles.

1 - 8 - PLUSIEURS APPLICATIONS DE LA METHODE PROPOSEE -

Deux domaines lui sont ouverts selon que l'on désire détecter la partie de l'énergie rayonnante d'une source comprise dans la bande du détecteur choisi, même si cette source a une température absolue T° du maximum du rayonnement, ou bien que l'on désire connaître la valeur de la température absolue T° du maximum du rayonnement.

x en dehors de cette bande, sans avoir besoin d'en connaître la température absolue ...

1 - 9 - ETUDE DES MOYENS -

Nous étudierons d'abord l'aspect théorique de notre problème en définissant la nature du rayonnement à détecter et à mesurer, et en considérant la variation la variation de la composition de ce rayonnement en fonction de la température absolue ainsi que l'énergie détectable par un récepteur sélectif, compte tenu de son aire de sensibilité spectrale, dans la gamme étendue envisagée du rayonnement.

I - 10 - FACTEUR DE MERITE - CRITERE DU PbS -

Nous étudierons ensuite les moyens de détection de ce rayonnement, différents types de détecteurs possibles, leur facteur de mérite, les caractéristiques et les avantages de celui que nous adoptons, la cellule photoconductrice au PbS .

I - II - FABRICATION DU DETECTEUR SENSIBLE AU PbS -

La réalisation de ce type de détecteur n'est pas aisée, la sensibilité très élevée que l'on peut obtenir dépend d'une méthode de fabrication particulière que nous indiquerons pour son obtention.

I - 12 - UTILISATION ET APPLICATIONS -

Puis nous passerons aux applications, aux utilisations possibles dans différentes sortes de mesures : la détection à distance d'une source de rayonnement mettant à profit la sensibilité, dans sa bande spectrale, des détecteurs au PbS que nous avons réalisés, la détection avec aussi la mesure de la température absolue (cas de la pyrométrie à basse température par exemple) et enfin au moyen d'analyseurs plus complexes, la recherche ou la "localisation" d'une source déterminée parmi d'autres sources rayonnantes (cas d'un autodirecteur pour fusée se guidant sur le propulseur d'un avion à réaction à 10 ou 15 Km. ou la localisation d'un char à plusieurs kilomètres dans la campagne de nuit ou en plein jour, dans une ambiance rayonnante par exemple) .

Nous décrirons chaque fois des applications originales personnelles, solutions à ces problèmes, réalisés par nous avec ce détecteur, applications des considérations théoriques que nous aurons développé d'abord.

CHAPITRE II

LE RAYONNEMENT - LES BASES FONFAMENTALES DE LA METHODE

II - 1 - LE PROCHE INFRAROUGE
- a) Exploration de 1 à 10 μ
- b) Nature des sources
- c) Pouvoir émissif

11 - 2 - L'ENERGIE RAYONNEE - RELATION SOURCE/DETECTEUR
- a) Composition
- b) Intensité et flux énergétique
- c) Eclairement énergétique
- d) Luminance énergétique globale
- e) Source et détecteur non ponctuels

11 - 3 - CONDITION DE LAMBERT
11 - 4 - LE CORPS NOIR
11 - 5 - LOI DE KIRCHHOFF
11 - 6 - PRESSION DE RADIATION
11 - 7 - LOI DE STEFAN-BOLTZMANN
11 - 8 - CONSTANTE DE STEFAN
11 - 9 - LA REPARTITION SPECTRALE (RAYLEIGH - JEANS - WIEN)
11 -10 - LOI DU RAYONNEMENT DE PLANCK
11 -11 - LE DEPLACEMENT DE WIEN
- a) Première loi λ m. T=A
- b) Deuxième loi E max = $B.T^5$

11 -12- ISOTHERME DU CORPS NOIR

11

LE RAYONNEMENT - LES BASES FONDAMENTALES DE LA METHODE -

11 - 1 - LE PROCHE INFRAROUGE -

a) EXPLORATION DE 1 A 10 μ - L'étendue du rayonnement à détecter, de 1 à 10 μ , peut être explorée par le détecteur PbS, de plusieurs façons.

La sensibilité spectrale du PbS s'étend pratiquement de 1 à 3 μ . Utilisé tel que, ce détecteur peut donner des indications quantitatives, pouvant être utilisées pour déterminer la température absolue de la source de rayonnement pour des valeurs de celle-ci comprises entre la limite vers les plus grandes longeurs d'onde de sa sensibilité spectrale (3 μ) , et la plus grande longueur d'onde que la cellule, si elle n'est pas refroidie, peut détecter, soit environ 9 μ ou 47°C pour une température ambiante de 27°C dans des conditions pratiques.

Si on réduit l'aire de sensibilité spectrale de détecteur en rapprochant les limites, par l'interposition d'un filtre, par exemple en réduisant la bande de 0,8 à 0,9 μ , les longueurs d'onde détectables, et si d'autre part on refroidit le détecteur à - 20°C , la plage d'utilisation sera plus grande, elle s'étendra dans ces conditions de 1 à 10 μ .

Enfin, on pourra réduire l'aire spectrale du détecteur avec un filtre, ou bien simplement le refroidir, sans ajouter de filtre, pour prolonger d'un côté ou de l'autre, les limites d'utilisation selon les applications.

Notre étude s'intéresse donc à l'ensemble des radiations comprises dans ces limites, correspondant au domaine des températures comprises entre 0 et 2500°C .

b) NATURE DES SOURCES - En ce qui concerne la nature des sources de rayonnement, nous ne considérons pas pour l'instant le cas de sources à spectre discontinu tels que celui provenant de la décharge dans le gaz rare, étincelles ou d'autres rayonnements complexes comme ceux des tubes fluorescents, mais celui fournissant un rayonnement thermique uniquement , émis par l'excitation des atomes et des molécules par des chocs électroniques résultant de l'élévation de température, lequel est continu.

c) POUVOIR EMISSIF - Dans ce domaine la nature de la source et les conditions dans lesquelles elle rayonne ont une importance fondamentale.

Bien que nous restions dans les températures relativement basses, nous serons amenés à considérer pour notre étude théorique une source idéale de rayonnement car, même dans nos limites les corps chauffés usuels, tels que fers ou fontes par exemple, ont des coefficients d'absorption ou de réflexion non négligeables, et si leur rayonnement suit une loi à peu près semblable à celle du rayonnement idéal, cette émission est inférieure en intensité. Elle l'est aussi et même

la loi n'est plus semblable du tout, pour d'autres corps tels que filaments de tungstène ou aluminium poli par exemple, et nous apporterons dans la pratique les correctifs désirables.

11 - 2 - L'ENERGIE RAYONNEE - RELATION SOURCE/DETECTEUR -

a) COMPOSITION - L'énergie totalement rayonnée du fait de l'élévation thermique d'un corps est un rayonnement électromagnétique composé de radiations monochromatiques se propageant dans le vide à une vitesse $C \neq 3.10$ cm.sec. , correspondant chacune à un phénomène périodique τ, de fréquence $V = 1/\tau$, de longueur d'onde $\lambda = C\tau = C/V$ et chacune d'elles apportant son quantum d'énergie. La théorie électromagnétique complétée par la théorie quantique permet d'établir les lois du rayonnement thermique.

b) INTENSITE ET FLUX ENERGETIQUE - L'ensemble de ces radiations ou flux d'énergie Φ est rayonné dans tout l'espace qui entoure la source (4π stéradians) , et son intensité énergétique dans la direction de notre récepteur étant $\dot{I}$ (la source 0 étant considérée de petite dimension devant la distance OP à laquelle se fera la détection) , la surface sensible dS du détecteur, entourant le point P, vue sous un angle solide $d\Omega$ (figure II - 1), reçoit un flux d'énergie $d\Phi$ proportionnel à l'intensité énergétique $\dot{I}$, dans la direction 0, qui sera la limite pour dS tendant vers 0 du quotient.

$$\dot{I} = \frac{d\phi}{d\Omega} \qquad (II.1)$$

c) ECLAIREMENT ENERGETIQUE - Nous serons amenés à considérer aussi (Fig. II-2), l'éclairement énergétique, E , de la surface dS ($E = \frac{d\phi}{dS}$) (2) dans les conditions précédentes $d\Omega$, $d\Phi$, ainsi que le plan d'orientation de la surface sensible de notre détecteur par rapport à la source :

si X est la distance 0P (source-détecteur),

$$d\Omega = \frac{dS \cdot \cos\theta}{x^2} \qquad (II-3)$$

ou en remplaçant dans l'expression de E la valeur de dS tirée de cette expression :

$$E = \frac{d\phi \cdot \cos\theta}{d\Omega \cdot x^2} = \frac{I \cos\theta}{x^2} \qquad (II-4)$$

l'éclairement variant comme le cosinus de l'angle θ, que fait la direction moyenne du rayonnement avec la normale à la surface et comme l'inverse du carré de la distance.

Si nous supposerons notre surface de détection normale à la source nous prendrons la valeur $Eo = \frac{I}{x^2}$ pour l'éclairement énergétique.

d) LUMINANCE ENERGETIQUE GLOBALE - Toutes les radiations monochromatiques se comportent de la même façon, la luminance énergétique totale L correspondant à l'émission de la source les comprendra toutes agissant simultanément. La luminance énergétique totale L comprenant toutes les longueurs d'onde du rayonnement, la valeur de L peut être exprimée par l'expression :

$$L = \int_0^\infty L_\lambda \, d\lambda$$

e) SOURCE ET DETECTEUR NON PONCTUELS - Notre source n'est pas ponctuelle mais bien une source d'émission, délimitée par un écran avec une ouverture par exemple et ici aussi nous devons considérer le plan de cette surface. Si la direction dans laquelle se trouve notre détecteur fait un angle α avec la normale à $d\Sigma$, la luminance énergétique de la source dans la direction X du détecteur sera la limite pour $d\Sigma$ tendant vers 0 du quotient

$$L = \frac{dI}{d\Sigma . \cos\alpha}$$

et le flux $d\phi$ émis par la source de luminance L, de surface $d\Sigma$, dans le cone d'angle solide $d\Omega$ délimitant la surface sensible du détecteur, ayant une direction faisant un angle α avec la normale de la source s'exprimera donc d'après (III-1) et (II-5) par :

$$d\phi = dI . d\Omega = L \, d\Omega . d\Sigma . \cos\alpha \qquad (II-6)$$

Si la surface du détecteur peut être considérée comme étant ponctuelle à distance, r , suffisante de la source, l'éclairement énergétique dE_o produit sur le détecteur s'exprime alors suivant (4) et (5) par :

$$dE_o = \frac{dI}{r^2} = L \frac{d\Sigma . \cos\alpha}{r^2} = L \, d\Omega \qquad (II-7)$$

$d\Omega$ étant l'angle solide sous lequel $d\Sigma$ est vu de P. 'Fig.II-3).

Nous pouvons donc définir le flux $d\phi$, envoyé par un élément de surface $d\Sigma$, de luminance L, dans la direction 0P sur l'élément de surface dS centré sur P.

$$d\phi = I \, d\Omega = L \, d\Omega . d\Sigma . \cos\alpha \quad (\text{d'après II-6})$$

et en remplaçant $d\Omega$ par sa valeur $\frac{dS . \cos\theta}{r^2}$, on a :

$$d\phi = L \frac{dS \cos\theta \, d\Sigma \cos\alpha}{r^2} \qquad (II-8)$$

formule dans laquelle dS et $d\Sigma$, $\cos.\theta$ et $\cos.\alpha$, jouent des rôles symétriques.

L'éclairement dE de la surface dS est :

$$dE = \frac{d\phi}{dS} = L \cos\theta \frac{d\Sigma \cos\alpha}{r^2} = L \, d\Omega' \cos\theta \qquad (II-9)$$

II - 3 - CONDITION DE LAMBERT -

Nous pouvons donc déterminer, en fonction des dimensions géométriques, l'énergie qui sera détectée à la condition que la surface d'émission transmette bien les radiations correspondantes de la température qu'elles doivent caractériser par leur répartition en longueur d'onde, et leurs intensités relatives.

Il faut pour cela d'abord, que notre source réponde à la loi de LAMBERT, c'est à dire que sa surface d'émission soit isotrope pour que chaque point de la source, vu sous différents angles, rayonnent de la même façon, c'est à dire que la luminance L soit la même dans toutes les directions où elle rayonne. Son émittance a alors pour valeur : $H = \pi L$ (II - 10)

Considérons en effet (Fig. II-4) les rayons issus de divers points de $d\Sigma$ et contenus dans des cônes élémentaires d'angle solide $d\Omega$, dont l'axe fasse un angle α avec la normale à $d\Sigma$. L'intensité lumineuse correspondant à ces rayons est $I = L\, d\Sigma \cos\alpha$ et le flux qu'ils transportent est :

$$d^2\phi = I\, d\Omega = L\, d\Sigma\, d\Omega \cos\alpha$$

Mais chaque cône découpe sur une sphère S de rayon R, ayant son centre au sommet du cône, une surface $dS = R^2 d\Omega$,

soit dS la projection de S sur le plan de $d\Sigma$:
$dS' = dS \cos\alpha = R^2 d\Omega \cos\alpha$

Le flux total $d\phi$ émis par $d\Sigma$ est le produit de $\frac{L\, d\Sigma}{R^2}$ par la somme des surfaces projetées de S' correspondant à toute la moitié de la sphère S traversée par les rayons. Cette somme étant πR^2, on a :

$$d\phi = \frac{L\, d\Sigma}{R^2} = \pi R^2$$

d'où $\frac{dP}{d\Sigma} = \pi L$, ce qui démontre la formule (II-10).

II - 4 - LE CORPS NOIR -

Les conditions que nous venons d'énoncer ne peuvent exister rigoureusement que dans une enceinte fermée isotherme à l'intérieur de laquelle règne la même température T en tous points.

L'enceinte, présentant un petit orifice, est telle qu'un rayonnement incident, après les nombreuses réflexions successives accompagnées chaque fois d'une absorption plus ou moins grande, est finalement complètement absorbé et qu'après stabilisation ou réalisation de l'état stationnaire à la température T de l'enceinte isotherme, nous pouvons utiliser la fenêtre comme source d'émission (la déperdition étant continuellement compensée par l'échauffement continu et la stabilisation).

Dans l'enceinte équilibrée le rayonnement u est le même dans toutes les directions, sa valeur est fonction de L et il peut être calculé comme suit : les rayons voisins d'une direction quelconque $x'x$, s'appuyant sur un élément de surface dS normal à x', et contenus dans des cônes d'angle solide $d\Omega$, transportent par seconde d'après (II-6), une énergie $d\varphi = L\,d\Omega\,dS$. Soit C la vitesse de propagation, cette énergie était au début de la seconde considérée, contenue dans un cylindre de base dS et de longueur C, donc de volume CdS. L'énergie par unité de volume est donc pour ces rayons :

$$L\,\frac{d\Omega}{C}$$

Pour tenir compte des rayons de toutes directions, il faut dans cette expression remplacer $d\Omega$ par l'angle solide total autour d'un point, c'est à dire :

$$4\pi \text{ sd}$$

La densité d'énergie cherchée est donc $u = 4\pi\,\frac{L}{C}$ (II-11)

De la même façon on aurait par unité de longueur d'onde :

$$u_\lambda = 4\pi\,\frac{L_\lambda}{C} \qquad \text{(II-12)}$$

II - 5 - LOI DE KIRCHHOFF -

La partie rayonnant de la source doit répondre aux conditions du corps noir. S'il s'agissait en effet d'un corps quelconque chauffé, il n'utiliserait qu'une partie du rayonnement reçu et pourrait, selon ses caractéristiques propres réfléchir (r), transmettre (t) ou absorber (a), dans des proportions diverses ce rayonnement, tout en conservant évidemment :

$$r + t + a = 1$$

Le pouvoir absorbant a est une fonction de la longueur d'onde et de la température $a = f(\lambda, T)$. Si $a = 1$, quels que soient λ et T, le corps est totalement absorbant ; c'est ce que l'on désigne par l'expression "corps noir".

Soit donc $E(\lambda, T)$, le pouvoir émissif du corps noir, pour un rayonnement purement calorifique (Loi de Kirchhoff), le rapport e/a est une même fonction de λ et de T. On a :

$$\frac{e}{a} = \frac{E(\lambda, T)}{1} = E(\lambda, T) \qquad \text{(II-13)}$$

Pour chacune des radiations monochromatiques, on peut dire alors que la luminance $L\lambda$, ne dépend que de la température absolue. Le corps noir satisfait donc bien, à la condition de LAMBERT, son émittance par unité de longueur d'onde étant $H_\lambda = \pi\,L_\lambda$ et son émittance totale $H = \pi L$.

Cette notion est très importante car en appliquant les principes de la thermodynamique au rayonnement qui emplit une enceinte isotherme, nous pourrons dégager les lois qui régissent la quantité d'énergie ou la densité de rayonnement du corps noir, en fonction de la température absolue, pour ensuite, en confrontant cette loi avec celle de la répartition des radiations monochromatiques en fonction de la température absolue, déterminer les conditions de sa mesure dans le cadre de notre problème.

II - 6 - PRESSION DE RADIATION -

Selon la théorie électromagnétique du rayonnement, celui-ci émet une certaine pression P sur les corps, très faible et différente d'ailleurs, selon que la surface S est réfléchissante ou diffusante. Cette pression peut entrer dans une relation du type $P = \frac{W}{C}$, associant la quantité de mouvement à la radiation d'énergie W et la vitesse de propagation C .

Pendant le temps d t , la force f de la pression de rayonnement P dirigée vers la surface S = 1 de masse M , correspond à une variation de quantité de mouvement

$$f dt = P dt = M dv \qquad (II-14)$$

Elle correspond à la variation de la quantité de mouvement du rayonnement incident de densité d'énergie u . Si la paroi est parfaitement absorbante, la quantité de mouvement disparue est celle qui correspondait au rayonnement incident contenu dans un volume c d t , d'énergie d w = Wcdt et on a donc :

$$P dt = \frac{dW}{c} = u\,dt, \text{ d'où } P = u \qquad (II-15)$$

Si la paroi est parfaitement réfléchissante, le rayonnement est dirigé moitié dans le sens incident dwx , moitié dans le sens inverse . Mais la variation de la quantité de mouvement est alors double

$$Pdt = 2\ \frac{d w x}{2} = 2\ \frac{U}{2}\ dt = Udt, \text{ d' ou encore } P = U$$

Pour une surface ayant un coefficient d'absorption α compris entre 0 et 1 , on obtiendrait encore P = U .

Mais dans notre enceinte isotherme en équilibre thermique, le rayonnement n'est plus dirigé comme le précédent vers une surface S , mais uniformément diffus et isotrope dans un angle solide 2π stéradians.

Dans un petit angle solide $d\Omega$ (Fig. II-5), la densité d'énergie correspondante est donc :

$$du_{d\Omega} = u\,\frac{d\Omega}{2\pi} \qquad (II-16)$$

et suivant un angle α avec la normale à S , l'énergie incidente pendant d t, est :

$$dW = du \cdot c\,dt \cos\alpha$$

$$dP_\alpha\,dt = \frac{dW}{c} = du \cdot dt \cdot \cos\alpha \qquad \text{(II-17)}$$

$$dP_\alpha = u\,\frac{d\Omega}{2\pi}\cos\alpha$$

Par raison de symétrie, seule la composante d Po intervient dans l'évaluation de la pression totale de ratonnement

$$dP_o = u \cdot \frac{d\Omega}{2\pi}\cos^2\alpha$$

En choisissant dΩ , l'angle solide correspondant aux rayonnements faisant avec la normale à S les angles compris entre α et $\alpha + d\alpha$

$(d\Omega = 2\pi \sin\alpha\, d\alpha)$, on a :

$$dP_o(\alpha) = u \cos^2\alpha \sin\alpha\, d\alpha$$

$$P_o = \int_0^{\frac{\pi}{2}} u \cos^2\alpha \sin\alpha\, d\alpha = \frac{u}{3} \qquad \text{(II-18)}$$

La pression de radiation dans une enceinte isotherme en équilibre thermique est donc :

$$P = \frac{u}{3} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{L}{c} \qquad \text{(II-19)}$$

Remarquons que cette pression est très faible : pour T = 1000 ^oK,

$$P \approx 25.10^{-15}\ N/m^2$$

II - 7 - LOI DE STEFAN - BOLTZMANN -

L'application des principes de la thermodynamique au rayonnement qui emplit l'enceinte isotherme (BOLTZMANN) , en supposant celle-ci ayant des parois imperméables au rayonnement et la forme d'un cylindre fermé par un piston, permet de vérifier la loi de variation de l'émittance énergétique totale du corps noir, H° , définie expérimentalement par STEFAN comme étant proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue .

$$H^\circ = \sigma \cdot T^4 \qquad (\sigma = \text{constante de STEFAN}) \qquad \text{(II-20)}$$

Dans le corps de pompe virtuel de section égale à l'unité, constituant l'enceinte isotherme, supposons enfermé un rayonnement u .

Le piston est soumis à une pression $P_o = \frac{u}{3}$ (II-18)

Pour un petit déplacement d x du piston entraînant, augmentation de pression de diminution de volume d V correspond une augmentation de température d T. La quantité de chaleur reçue est :

$$dQ = du - dw = d(uV) + \frac{1}{3} u\,dV = \frac{1}{3} u\,dV + V\,du$$

Comme U ne dépend que de T

$$dQ = \frac{1}{3} u\,dV + V \frac{du}{dT} \cdot dT$$

La variation d'eutropie est :

$$dS = \frac{dQ}{dT} = \frac{4}{3} \frac{U}{T} dV + \frac{V}{T} \frac{du}{dT} dT$$

La transformation étant réversible, d S est une différentielle totale exacte ; d'où

$$\frac{d}{dT}\left(\frac{4}{3}\frac{u}{T}\right) = \frac{d}{dV}\left(\frac{V}{T}\frac{du}{dT}\right) = \frac{1}{T}\frac{du}{dT}$$

Ce qui conduit après simplification, à

$$\frac{du}{dT} = 4\frac{u}{T} \quad \text{ou} \quad \frac{du}{u} = 4\frac{dT}{T}$$

et en intégrant $U = K T^4$ (II-21)

La luminance et l'émittance totale proportionnelles à U suivent la même loi de variation . On a en particulier $H = \sigma T^4$

On peut remarquer qu'un corps à la température T_o placé dans un milieu à même température, rayonne par unité de surface σT_o^4 . C'est donc qu'il reçoit également (le régime étant stable), par unité de surface σT_o^4 du milieu environnant.

Lorsqu'on le porte à la température T, le bilan des échanges par unité de surface sera :

$$\phi = \sigma(T^4 - T_o^4) \qquad (II-22)$$

II - 8 - CONSTANTE DE STEFAN -

La loi de STEFAN a été vérifiée expérimentalement (PASCHEN , LUMNER , KURLBAUM et FERG , etc..). Elle concorde avec les résultats expérimentaux à 3 ou 4/1000° près. Cette vérification expérimentale ne peut être faite qu'autant qu'on peut évaluer la température T de la source et que le facteur d'absorption du détecteur (bolomètre) se rapproche de l'unité. Les chiffres obtenus varient de 5,65 à 5,75 suivant les méthodes et les plages de radiations étudiées.

La valeur admise pour σ est la suivante :

$$\sigma = 5{,}73 . 10^{-12} \text{ watt/cm}^2/\text{d}^\circ = 5{,}73 . 10^{-5} \text{ ergs/sec/cm}^2/\text{d}^\circ$$

Cette valeur est suffisamment précise dans la gamme de températures qui nous occupe ici et nous verrons plus loin dans quelle mesure on peut obtenir théoriquement la valeur de σ

La loi de STEFAN nous donne :

$$H^\circ = \int_0^\infty H^\circ_\lambda \, d\lambda = \sigma T^4$$

II - 9 - LA REPARTITION STECTRALE (RAYLEIGH - JEANS - WIEN) -

Mais le problème important de la répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir, ou la fonction $H^\circ\lambda = f(\lambda)$, ne ressort pas de la relation précédente.

La thermodynamique fournit sur cette fonction certains renseignements mais ne permet pas de la déterminer complètement : il faut pour cela faire des hypothèses sur le mécanisme des échanges d'énergie rayonnante entre les ondes électromagnétiques et les atomes.

Diverses formules ont été proposées, telles que celle-ci de WIEN :

$$E(\lambda,T) = \frac{Kc^2}{\lambda^5} \cdot C^{-\frac{hc}{K\lambda T}} \qquad (II-23)$$

ou la formule de RAYLEIGH-JEANS : $E(\lambda,T) = \frac{c.k.t}{\lambda^4}$ (II-24)

relations dans lesquelles h est une constante, k la constante de BOLTZMANN et C la vitesse de propagation de la lumière.

Pour parvenir à cette formule, RAYLEIGH suppose que les phénomènes d'absorption et d'émission du rayonnement par la matière sont le fait d'oscillations incidentes et rayonnant de ce fait une onde de même fréquence, ce qui lui permet d'écrire :

$$\omega_\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^4} \overline{w_\lambda} \qquad (II-25)$$

expression dans laquelle $\omega\lambda$ = densité du rayonnement pour λ et $\overline{W_\lambda}$ = énergie moyenne des oscillateurs de fréquence $V = C/\lambda$.

On en tire la luminance énergétique monochromatique du corps noir, d'après (II-12) :

$$L^\circ_\lambda = \omega_\lambda \frac{c}{4\pi} = \frac{2c}{\lambda^4} \overline{W_\lambda} \qquad (II-26)$$

En admettant comme RAYLEIGH l'équipartition d'énergie avec $\overline{W_\lambda}$ = K.T (K = constante de Boltzmann), ceci conduit à l'expression :

$$L^\circ_\lambda = \frac{2c}{\lambda^4} KT \qquad (II-27)$$

qui est en accord avec les mesures expérimentales pour les grandes longueurs d'ondes, mais n'a plus de sens lorsque $\lambda \to 0$ puisque $L^\circ_\lambda \to \infty$

En raisonnant par la thermodynamique, Wien montra que L°_λ doit être la forme

$$L^\circ_\lambda = \lambda^{-5} \varphi(\lambda T)$$

mais la thermodynamique est impuissante à expliciter la fonction $\varphi(\lambda, T)$, tandis qu'en utilisant, avec Wien également, une distribution d'énergie W_λ sur les porteurs analogues à une distribution statistique de Maxwell-Boltzmann, on a d'après (II-26) :

$$\overline{W_\lambda} = \frac{A}{\lambda} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \qquad (II-28)$$

ce qui donne

$$L^\circ_\lambda = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{T}} \qquad (II-29)$$

C, et C2 étant deux constantes.

Cette formule est en accord avec l'expérience, mais pour λ petit et à l'inverse de celle de Rayleigh, s'écarte des résultats expérimentaux pour λ croissant.

II - 10 - LOI DU RAYONNEMENT DE PLANCK -

Avec PLANCK, nous renoncerons à l'idée que les échanges d'énergie entre matière et rayonnement peuvent se faire par fractions aussi petites qu'on le désire. L'énergie minimum de fréquence ν susceptible de passer du rayonnement à la matière ou de la matière au rayonnement, possède une valeur extrêmement petite, mais finie $\mathcal{E} = h\nu$. Cette valeur est le quantum d'énergie et le coefficient h dont la valeur est $h = 6{,}624 \cdot 10^{-27}$ ergs/sec est le quantum d'action ou constante de Planck.

Cette conception conduit donc à admettre que l'énergie a une structure particulaire, de même que la matière a une structure corpusculaire.

Sur ces bases, PLANCK, considérant les résultats des formules de Rayliegh (II-27), et de Wien (II-28), comme des formules limites pour λ grand et petit, proposa une formule qui donne un très bon accord expérimental :

$$L^\circ_\lambda = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{C_2/\lambda T} - 1} \qquad (II-30)$$

On parvient à cette formule en retrouvant d'abord d'après l'hypothèse de Planck $\mathcal{E}_o = h\nu$, la valeur de $\overline{W_\lambda}$.

En effet, si l'on distribue des énergies par "grains" hv sur des porteurs, le nombre n des porteurs possédant l'énergie i h v , est donnée par la mécanique statistique

$$n_i = e^{-\frac{i h \nu}{KT}}$$

et l'énergie moyenne est alors, par définition :

$$\overline{W_\nu} = \frac{\sum_{i=0}^{i=\infty} n_i \cdot i h \nu}{\sum_{i=0}^{i=\infty} n_i} \qquad (II-31)$$

En effet, $\overline{Wv}$ s'écrit :

$$W_\nu = \frac{A\,h\nu\left[e^{-\frac{h\nu}{KT}} + 2e^{-\frac{2h\nu}{KT}} + 3e^{-\frac{3h\nu}{KT}} + \cdots\right]}{A\left[1 + e^{-\frac{h\nu}{KT}} + e^{-\frac{2h\nu}{KT}} + \cdots\right]}$$

dont le numérateur est une combinaison de progressions géométriques toutes de raison $e^{-\frac{h\nu}{KT}}$

On peut donc écrire

$$\overline{Wv} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} \qquad (II\text{-}32)$$

ou en exprimant $\overline{W}$ en fonction de $\lambda = \frac{c}{\nu}$ et portant dans l'expression (II-26)

$$L^\circ_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5\left[e^{\frac{hc}{KT}} - 1\right]}$$

soit : $L^\circ_\lambda = \dfrac{C_1\lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$ (II-33)

formule de PLANCK dans laquelle les constantes ont des valeurs

$$C_1 = 2hc^2 = 1{,}192 \cdot 10^{-12}\ \text{watts/cm}^2$$

$$C_2 = \frac{hc}{K} = 1{,}432\ \text{cm.°K}$$

$L^\circ\lambda$ étant exprimée en watts/cm^3. Sd , les longueurs d'onde étant prises en cm.

On remarquera que pour λ tendant vers 0, $e^{\frac{C_2}{\lambda T}}$ croit, et on peut négliger 1 au dénominateur. La formule de PLANCK redonne la formule de WIEN

$$L^\circ\lambda = C_1\lambda^{-5}e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

d'un maniement plus aisé : C_2 étant égal à $14.320/\mu.°K$ on voit que cette formule n'entraine pas d'erreurs appréciables tant que $\lambda T \leqslant 3000/\mu.°K$ environ.

Pour λ tendant vers l'∞ , on peut développer l'exponentielle en série

$$e^{\frac{C_2}{\lambda T}} = 1 + \frac{C_2}{\lambda T}$$

La formule de Planck redonne alors la formule de RAYLEIGH

$$L^\circ\lambda = \frac{C_1}{C_2}\lambda^{-4}T = 2c\lambda^{-4}.KT$$

La formule de PLANCK nous permettra donc de calculer l'énergie correspondant à une longueur d'onde quelconque, si nous connaissons la réparti - tion des différentes radiations monochromatiques suivant la valeur de la température absolue.

II - II - LE DEPLACEMENT DE WIEN -

a) PREMIERE LOI λ m.T = A - Avec WIEN nous préciserons d'abord que la longueur d'onde correspondant au maximum de l'émission du corps noir est inversement proportionnelle à la température absolue selon la relation

$$\lambda_m . T = A$$

En effet, cherchons la valeur du maximum de $L^\circ\lambda$ en dérivant (II-30) par rapport à λ nous trouvons que $\frac{d L^\circ\lambda}{d\lambda}$ s'annule pour la valeur

$$x . \frac{e^x}{e^x - 1} = 5 \quad (\text{II-34}) \text{, avec } x = \frac{c_2}{\lambda T}$$

De cette équation nous tirons avec les tables numériques x = 4,96 d'où :

$$\lambda_m T = 2886\ \mu . {}^\circ K \qquad (\text{II-35})$$

En revenant à la loi de STEFAN, on peut écrire

$$L^\circ = \int_0^\infty L^\circ\lambda \, d\lambda$$

On a :

$$L^\circ = c_1 \int_0^\infty \frac{\lambda^{-5} d\lambda}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

En posant $\frac{c_2}{\lambda T} = x$ on tire $d\lambda = \lambda \frac{dw}{dx}$, x variant de ∞ à 0 quand λ varie de 0 à ∞, il vient en renversant les limites d'intégration et remplaçant λ par $\frac{c_2}{Tx}$

$$L^\circ = c_1 \left(\frac{T}{c_2}\right)^4 \int_0^\infty x^5 (e^x - 1)^{-1} dx \qquad (\text{II-36})$$

La valeur numérique de l'intégrale, donnée par des tables est de 6,494. D'où :

$$L^\circ = 6,494 \frac{c_1}{c_2{}^4} . T^4$$

et :

$$H^\circ = \pi L^\circ = 6,494 \frac{\pi c_1}{c_2{}^4} . T^4 = \sigma T^4$$

Nous obtenons ici la valeur de la constante σ en fonction des constantes fondamentales h, c, et k :

$$\sigma = \frac{6,494 . \pi . c_1}{c_2{}^4} = 5,73 \ . \ 10^{-12} \text{ watts /cm}^2$$

b) DEUXIEME LOI E max = B.T^5 - Enfin, le maximum du pouvoir émissif du corps noir est proportionnel à la 5° puissance de la température absolue et l'on a la relation E max = B.T^5, ou plus généralement :

$$E(\lambda . T) = \alpha T^5 f(\lambda . T) \qquad \alpha = C^{te}$$

En prenant en effet la formule simplifiée de WIEN (II-29)

$$L^{o}\lambda = C_1 \lambda^{-5} . e^{\frac{C_2}{T}}$$

et en se plaçant au maximum pour lequel le produit $\lambda_m . T$ est constant, l'ordonnée de ce maximum est alors

$$L^{o}\lambda_{max} = A\lambda_m^{-5} = BT^5 \qquad (II-37)$$

Il varie comme la 5ème puissance de la température absolue.

Tous calculs faits, on trouve $B = 4,1.10^{-6}$ w/m^3.Sd (°k)^5

II - 12 - ISOTHERME DU CORPS NOIR -

Sur la figure (II-6), on a tracé les isothermes du corps noir, ou courbes d'abscisses λ et d'ordonnées $L\lambda$, pour différentes valeurs.

Elles ont pour asymptote l'axe des λ lorsque λ tend vers 0 ou croit indéfiniment, elles présentent toutes un maximum unique M (correspondant à une abscisse λ_m) suivant la loi du déplacement de Wien.

On peut tracer ces isothermes du corps noir en coordonnées réduites (Fig. II-7), et rapportées à une même ordonnée.

Avec une échelle logarithmique (fig. II-8), on peut représenter sur une droite la position des maxima des isothermes en fonction de λ et sur une droite également, l'émittance énergétique H du corps noir en (fig II-9) fonction de la température absolue T (Log H = Log σ + Log T).

CHAPITRE III

DETECTION SELECTIVE ET DIFFERENTS ISOTHERMES

III - 1 - LIMITE SPECTRALE DU DETECTEUR

III - 2 - ENERGIE DETECTABLE

III - 3 - REDUCTION DE L'EQUATION DE PLANCK

III - 4 - ENERGIE ENTRE λ_1 ET λ_2

III - 5 - LIMITE MINIMUM

CHAPITRE III

- DETECTION SELECTIVE ET DIFFERENTS ISOTHERMES

Ayant défini les lois du rayonnement du corps noir, nous allons pouvoir étudier le comportement d'un détecteur, sensible dans une limite spectrale déterminée, devant une source de rayonnement à diverses températures absolues.

III - 1 - LIMITE SPECTRALE DU DETECTEUR -

Les détecteurs non sélectifs peuvent être limités par des filtres interposés ; les détecteurs sélectifs réalisent directement cette détection limitée à leur aire propre de sensibilité.

Il n'est pas possible d'avoir des filtres ou des détecteurs sélectifs présentant des limites telles que l'on puisse considérer leur aire spectrale comme un rectangle.

En matière de détecteurs même, on peut dire qu'il n'y a pas deux détecteurs de même type, exactement semblables.

On peut cependant améliorer la forme de la courbe en complétant le détecteur sélectif par des filtres et quoi qu'il en soit, considérer pour l'évaluation des niveaux d'énergie à détecter, des aires spectrales rectangulaires, qui en fait s'approcheront de l'aire réelle.

Ainsi par exemple, la courbe classique d'un détecteur du Sulfure de Plomb d'une fabrication donnée, représentée sur la figure III-1, peut, pour notre évaluation d'énergie à détecter, être remplacée par une limite entre λ 1 et λ 2 de 1 et 3 microns de sensibilité, sans s'écarter considérablement des ordres de grandeur.

III - 2 - ENERGIE DETECTABLE -

Si donc nous considérons deux limites λ_1 , et λ 2 de sensibilité d'un détecteur, nous pouvons facilement connaitre la proportion de l'énergie totale émise par le corps noir à diverses températures absolues, qui seront comprises dans ces limites.

Si nous limitons volontairement un détecteur à une bande très étroite, nous pourrons reculer la plage de son utilisation mais au détriment de la sensibilité car l'énergie reçue sera d'autant limitée que la bande sera étroite. Il faut donc choisir un détecteur relativement sélectif, ayant une bande assez étroite et constituée par des longueurs d'onde correspondant à des températures absolues plus élevées que celles des corps noirs à mesurer, placées donc à l'extrêmité de la plage des mesures. C'est ce que nous nous proposons de faire avec un détecteur sensible de 1 à 3 microns pour détecter des rayonnements jusqu'à 10 microns par exemple.

Cette énergie que nous détecterons variera suivant une loi en T^4 .

Nous avons vu en effet dans ce qui précède, que l'énergie rayonnée, proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue du corps rayonnant, peut être exprimée par

$$E = \mathcal{E}\sigma(T^4 - T_o^4)S,$$

expression dans laquelle E est la puissance rayonnée en watt, $\mathcal{E}$ le pouvoir émissif du corps (I pour le corps noir), σ la constante de STEFAN-BOLTZMANN, T la température absolue du corps, To la température absolue ambiante et S la surface du corps noir.

En pratique, c'est une fraction de cette énergie qui sera détectée.

Cette fraction d'énergie qu'il s'agit de détecter, est de la forme :

$$E_1 = K_1 (T^4 - To^4),$$

K_1 étant une constante dont la valeur tient compte du pouvoir émissif, de la constante de STEFAN-BOLTZMANN, de l'ouverture du système optique concentrant l'énergie à distance constante de l'appareil au corps chaud et enfin du facteur de conversion de l'énergie reçue en tension, par la cellule.

Nous examinerons d'abord, sur le plan théorique, en tenant compte des équations de PLANCK et de WIEN, la quantité d'énergie rayonnée par le corps noir dans des limites spectrales définies, pour différentes valeurs de température absolue du corps noir.

III - 3 REDUCTION DE L'EQUATION DE PLANCK -

En premier lieu nous reprendrons la formule de PLANCK (II-30), appliquée à la définition de la radiance énergétique d'une surface de 1 cm^2 de corps noir pour une longueur d'onde λ et une température T .

La radiance énergétique $R(\lambda,T)$ sera :

$$R(\lambda,T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{C_2/\lambda T} - 1} \qquad (1)$$

Equations dans laquelle :

$C_1^+ = 2\pi h c^2 = 3,74129 \cdot 10^{-5}$ erg. cm^2

h = constante de Planck = $6,62517.10^{-27}$ erg. sec.

K = constante de Boltzmann = $1,38044.10^{-16}$ erg.degré$^{-1}$

C = vitesse de la lumière = 299793,0 Km sec^{-1}

$C_2^+ = \frac{hc}{k} = 1,43880$ cm degré

Nous chercherons à déduire les coordonnées et écrirons :

$$x = \lambda \frac{T}{C_2}$$

$$y = R_{(\lambda,T)} \frac{C_2^5}{C_1 T^5}$$

ce qui nous donne une équation réduite $y = \frac{x^{-5}}{e^{1/x} - 1}$ (2)

Cette courbe passe par un maximum dont les coordonnées x_m, et y_m, sont telles que :

$1/x_m = 4,96511423$

$y_m = 21,20143\,56$

Il nous est alors possible de réduire une nouvelle fois notre équation et nous écrirons :

$$x = \frac{x}{x_m} = \frac{\lambda T}{C_2} \times 4,96511423 = \frac{\lambda}{\lambda_m}$$

$$y = \frac{y}{y_m} = \frac{R_\lambda C_2^5}{C_1 T^5} \cdot \frac{e^{1/x_m} - 1}{(1/x_m)^5} = \frac{R_\lambda}{R_m}$$

La longueur d'onde λm correspond au maximum de la courbe de radiance spectrale du corps noir pour la température T . Cette longueur d'onde λm est donnée par la loi de WIEN :

$$\lambda_m = \frac{C_2}{T \times 4,96511423} = \frac{2897,82}{T} \text{ microns} \qquad (3)$$

L'énergie rayonnée Rm, pour la longueur d'onde λ_m sera :

$$R_m = \lambda_m \frac{C_1 T^5}{C_2^5} = 1,2864 \cdot 10^{-4} T^5$$

Nous avons donc la nouvelle formule réduite ci-après :

$$y = \frac{x^{-5}}{e^{\left(\frac{4,96511423}{x}\right)} - 1} 142,324922 \qquad (4)$$

III - 4 - ENERGIE ENTRE λ_1, ET λ_2 -

La fraction F de l'énergie totale R rayonnée par le corps noir, entre deux longueurs d'onde λ_1 , et λ_2 pourra s'écrire :

$$F = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_\lambda \, d\lambda}{\int_0^\infty R_\lambda \, d\lambda} \qquad (5)$$

Dans cette équation nous avons introduit au dénominateur celle de l'énergie rayonnée entre $\lambda = o$ et $\lambda \infty$, qui est donnée par la loi de STEFAN :

$$R = \int_o^\infty r\lambda \, d\lambda = \sigma T^4 \qquad (6)$$

σ , constante de STEFAN-BOLTZMANN = $0,56687.10^{-4}$ erg, cm^{-2}, degré$^{-4}$, sec^{-1}

La valeur de F peut être exprimée en coordonnées réduites et on a alors :

$$F = \frac{\int_{x_1}^{x_2} y\,dx}{\int_0^{\infty} dx} = \frac{\int_0^{x_2} y\,dx - \int_0^{x_1} y\,dx}{\int_0^{\infty} y\,dx}$$

soit l'énergie comprise entre les limites λ_1 , et λ_2 exprimées par l'expression :

$$z = \frac{\int_0^{x} y\,dx}{\int_0^{\infty} y\,dx}$$

L'emploi des tables donne la valeur de ces intégrales. Les tables numériques de FABRY (X) établies pour le calcul de l'énergie rayonnée du corps noir ou encore les nouvelles tables plus complètes telles que celles de l' ONERA (17), ou de PIVOVONSKY and NAGEL (16), peuvent être utilisées.

Tables ONERA - Dans ces tables, x étant la variable,

Y représente A $\frac{x^{-5}}{e^{b/x}-1}$

et l'intégrale $\int_0^{x} y\,dx$ est donnée à 8 chiffres significatifs.

Z représente l'intégrale précédente divisée par une constante.

Cette constante est : $\int_0^{\infty} y\,dx$

L'ensemble se présente sous la forme de colonnes de 9 chiffres pour chaque valeur, leurs deux derniers représentant la situation de la virgule et le coefficient décimal.

On détermine d'abord $x_1 = \frac{\lambda_1 (1\mu)}{\lambda m\,(10\mu)} = 0,1$ que l'on écrit en

virgule flottante suivant le principe de la table :

1 000 000 0050

On détermine $x_2 = \frac{\lambda_2 (3\mu)}{\lambda m\,(10\mu)} = 0,3$ soit 3 000 000 0050

La valeur de z_1 et de z_2 correspondantes dans les tables est ensuite utilisée pour avoir la valeur de l'énergie cherchée :

$$W = (z_2 - z_1)\,R$$

(X) Edition Revue d'optique

(17) Louisnard et Lafon : "Courbe spectrale d'énergie du rayonnement du corps noir" - ONERA- Direction de Physique Générale 1961.

(16) Mark Pivovonsky and Max R. NAGEL - "Tables of blackbody Radiation Functions" - Macmillan New York 1961.

III - 5 - LIMITE MINIMUM -

Les équations que nous avons établies permettent de déterminer l'énergie comprise dans la bande de sensibilité spectrale de $\lambda_1 = 1\mu$ à $\lambda_2 = 3\mu$ émise par un corps noir à la température absolue correspondant au cas le plus défavorable de notre plage d'utilisation : l'extrêmité à $\lambda_m = 10\mu$.

Nous ferons ici une remarque quant aux calculs numériques : quelques que soient les applications de la méthode, l'imprécision des autres paramètres est telle que deux décimales suffisent largement, donc nous en tiendrons compte pour l'estimation que nous recherchons ici.

Avec la loi de WIEN , reprenant l'équation (3) nous avons :

$$\lambda_{m(10\mu)} = \frac{C_2}{T.4,96\ldots} \quad \text{soit } T \approx 289\,^{\circ}K$$

Pour cette température absolue (environ 15°C) l'énergie émise par 1 cm^2 de corps noir entre 1 et 3μ, dans 2π stéradians, sera : 21,8 ergs , pour une énergie totale rayonnée $\sigma . T^4 \approx 4,\ 10^5$ ergs .

Si la surface sensible de notre détecteur se trouve à 1 mètre et mesure 1 mm^2 , l'énergie totale étant répartie (loi de Lambert) sur $6,28.10^6$ mm , la cellule recevra :

$$\frac{21,8}{6,28}\ 10^{-6} \approx 3,5.10^{-6} \text{ ergs}$$

Si nous utilisons un système optique parfait de 50 mm de diamètre (environ 2.10^3 mm^2), pour concentrer toute l'énergie de ce cône solide sur la cellule, celle-ci recevra :

$$7.10^{-3} \text{ ergs} \quad (\text{ou } 7.10^{-10} \text{ w})$$

Ce chiffre ne tient pas compte des pertes dans le système optique et du fait que dans la pratique, les corps non noirs ont des émissions inférieures.

Il faut aussi tenir compte de la température ambiante ou de celle du détecteur qui dans le cas présent est peu éloignée de celle du corps noir, si le détecteur n'est pas refroidi très en-dessous de 0°C.

CHAPITRE 1V

DETECTION DES RADIATIONS DE 1 à 10 μ

1V - 1 - LES DEUX SORTES DE DETECTEURS

1V - 2 - BRUITS DE FOND ET CRITERES

a) Bruit thermique
b) Bruit de modulation
c) Bruit de contact
d) Bruit Blanc
e) Bruit de scintillation
f) Bruit de génération-recombinaison
g) Bruit d'ambiance

1V - 3 - ASPECT THEORIQUE GENERAL DES CRITERES

a) Réponse-proportionnalité
b) Puissance équivalente au bruit
c) Différents paramètres
    1 - Réponse spectrale
    2 - Fréquence de modulation
    3 - Bande passante des circuits
    4 - Amplification
    5 - Constante de temps du détecteur
    6 - Influence de la température
d) Bruit équivalent d'entrée
e) Détectivité, détectivité réduite

1V - 4 - DETECTEURS PHOTOELECTRIQUES

a) Aspect théorique général
    1 - Semi-conducteurs intrinsèques
    2 - Semi-conducteurs extrinsèques
    3 - Constante d'absorption
    4 - Durée de vie des porteurs
    5 - Création-recombinaison des porteurs
    6 - Extrinsèque type N (excès d'électrons)
    7 - Extrinsèque type P (excès de trous)
b) Photoconducteurs
    1 - Photoconducteurs intrinsèques (PbS, PbTe, PbSe)
    2 - Photoconducteurs extrinsèques (Ge dopé, p, n...)
    3 - Photoconducteurs monocristallins (InSb ...)
    4 - Détecteurs photovoltaïques (PVL, PUN)
    5 - Détecteurs photoélectromagnétiques (PEM)
    6 - Détecteurs photoémissifs

IV - 5 - DETECTEURS THERMIQUES

a) Bolomètres métalliques
b) Bolomètres à semi-conducteurs
c) Thermocouples
d) Détecteurs pneumatiques

IV - 6 LIMITES DES PERFORMANCES DES DETECTEURS

a) Limites théoriques
b) Limites pratiques, choix du détecteur

IV - 1 - LES DEUX SORTES DE DETECTEURS -

On peut classer en deux catégories les détecteurs suivant les deux phénomènes physiques utilisables pour leur réalisation : d'une part les effets thermiques se traduisant par des manifestations secondaires électriques ou mécaniques et indépendants de toute considération quantique, et d'autre part les effets photochimiques ou photoélectriques en relation avec les propriétés quantiques du rayonnement.

On peut résumer les particularités sur lesquelles s'appuient ces considérations relatives aux propriétés des matériaux.

1/ PHOTOELECTRIQUES - Considération des niveaux énergétiques des matériaux: bande de conduction, bande interdite, bande de valence dans les cas des semi-conducteurs, ou les propriétés des électrons et des trous excités par les photons incidents , permettent d'expliquer le mode de détection.

2/ THERMIQUES - Considération du réseau atomique ou moléculaire des matériaux : propriétés vibratoires des atomes autour de leurs positions d'équilibre, ou l'absorption par le réseau atomique provoquant un échauffement de celui-ci et par conséquent, une variation des propriétés électriques (changement de résistance électrique dans les bolomètres, création de force électromotrice dans les thermocouples.

Tous les détecteurs infrarouges ont leur sensibilité limitée par les bruits dont une des causes principales est la présence de rayonnements ambiants, les autres sources de bruit étant les fluctuations d'origine thermique électrique. Ces considérations interviendront en première importance dans le choix du détecteur.

Nous examinerons donc les questions de bruit avant d'examiner les différents types de détecteurs pouvant fonctionner dans la bande qui nous intéresse, de 1 à 10 μ , pour en faire ensuite la comparaison critique.

1V - 2 - BRUITS DE FOND ET CRITERES -

Nous ferons une classification des différents bruits qui interviennent dans les types de détecteurs et circuits d'adaptation ou d'utilisation associés que nous prendrons en considération.

a/ BRUIT THERMIQUE - Ce bruit appelé aussi bruit de JOHNSON ou de NYQUIST, est dû aux électrons qui présentent, dans la bande de conduction, des fluctations de vitesse. La vitesse moyenne quadratique des électrons est proportionnelle à la température absolue. Ce bruit caractéristique de toute résistance et de tous conducteurs.

Les résultats des différentes mesures effectuées sur ce bruit sont résumés par la formule :

$$\overline{\Delta V^2} = 4KTR\Delta F$$

ou $\overline{\Delta V^2}$ est la valeur quadratique moyenne de la fluctuation de tension aux bornes de la résistance R ;

T est la température absolue en ° kelvin ;

K est la constante de Boltzmann : $K = 1,38.10^{-23} J.°K^{-1}$

ΔF est la bande passante dans laquelle la mesure est effectuée.

Au lieu de représenter la source de bruit à l'aide d'une force électromotrice en série, on peut admettre aussi que l'on a affaire à un courant de bruit de valeur efficace

$$I_{eff} = \sqrt{4KT\Delta F/R}$$

b/ BRUIT DE MODULATION - Ce bruit se produit dans les semi-conducteurs par suite d'une modulation de la conductivité provenant de causes autres que les fluctuations de FERMI-DIRAC du nombre des porteurs. La valeur quadratique moyenne de la fluctuation de courant ΔI pour une bande passante ΔF est de la forme :

$$\overline{\Delta I^2} = \overline{C I^2}\, F^{-\alpha} \Delta F$$

où α est voisin de l'unité. L'expérience a montré que ce bruit dépendait étroitement des propriétés de la surface du semi-conducteur et des imperfections de son réseau cristallin (dislocations).

Le domaine de fréquence dans lequel on observe un bruit de modulation est très grand. Dans des filaments de germanium on l'observe entre 2.10^{-4} Hz et 4.10^{6} Hz . On peut réduire le niveau de ce bruit dans les détecteurs monocristallins par des traitements de surface.

c/ BRUIT DE CONTACT - Ce bruit est provoqué par la discontinuité de contacts des amenées ou prises de signal. Comme le bruit de modulation, ce bruit a un spectre de la forme :

$$\overline{\Delta I^2} = \overline{C I^\beta}\, F^{-\alpha} \Delta F$$

où α est voisin de l'unité et β en moyenne égal à 1,85 .

d/ BRUIT BLANC - Ce bruit appelé aussi bruit SCHOTTKY, est particulier aux détecteurs thermoïoniques, il est dû au fait que l'émission des électrons provenant d'une cathode chaude s'effectue de façon discontinue et désordonnée. La valeur quadratique moyenne de la fluctuation de courant pour une bande passante ΔF a la valeur :

$$\overline{\Delta I^2} = 2q\bar{I}\Delta F$$

où q est la charge de l'électron et I la valeur moyenne du courant. Ce bruit est indépendant de la fréquence : c'est donc un bruit blanc. On rencontre un bruit de même forme dans les photodiodes à semi-conducteur : c'est d'ailleurs, généralement, une des sources principales de bruit dans ces éléments. Suivant la théorie de FONGER, il serait dû à deux causes : un bruit de surface dû aux fluctuations de vitesse de recombinaison en surface et un bruit de fuite dû à un film fin qui court-circuite la jonction sur son périmètre et donne naissance à un courant continu de fuite; ce sont les fluctuations de ce courant qui produisent le bruit de fuite. Des traitements de surface peuvent réduire celui-ci de façon telle qu'il devienne négligeable pour des tensions de polarisation directe, mais reste cependant important en polarisation inverse.

e/ BRUIT DE SCINTILLATION - Ce bruit apparait aux basses fréquences et croît quand la fréquence décroît. Il est également appelé flicker. Il se produit dans les détecteurs thermoïoniques; il est analogue au bruit de modulation dans les semi-conducteurs, c'est à dire qu'il a la forme :

$$\overline{\Delta I^2} = C \frac{I^2}{F} \Delta F$$

Ce bruit est attribué par SCHOTTKY à des modifications transitoires et superficielles de la surface de la cathode dûes à des défauts locaux, outre des impuretés qui réduisent pendant un court intervalle de temps l'énergie d'extraction des électrons.

f/ BRUIT DE GENERATION - RECOMBINAISON - Ce bruit est dû aux fluctuations dans le taux de génération et de recombinaison des porteurs de charges à l'intérieur du détecteur; il peut être plus important que le bruit dû aux radiations ambiantes. Ces fluctuations sont d'autant plus importantes que la température de fonctionnement du détecteur est plus élevée, et peuvent être réduites par refroidissement des détecteurs.

g/ BRUIT D'AMBIANCE - Ce bruit dû aux radiations ambiantes a une caractéristique aléatoire par suite du caractère aléatoire de l'arrivée des photons incidents dans les diverses circonstances de sa production.

Le détecteur est soumis à des radiations ambiantes sur lesquelles doit se détacher dans la pratique l'objet à détecter. Le bruit dû aux radiations ambiantes fixe le seuil ultime des possibilités de détection. Deux types de filtres peuvent le diminuer : ce sont les filtres d'espace et les filtres sélectifs.

Lorsque la radiation à détecter possède une bande de longueur d'onde étroite, il est souhaitable d'utiliser un détecteur sélectif dont l'aire de sensibilité spectrale se superpose le mieux possible à celle du corps rayonnant. C'est le but des filtres sélectifs corrigeant ou limitant la bande de sensibilité des détecteurs, à la largeur utile.

Si l'objet à détecter se trouve localisé dans une zone contenant d'autres sources rayonnantes, le filtre d'espace consiste à éliminer du champ les rayonnements indésirables. Ces filtres d'espace d'ailleurs sont de véritables systèmes ayant même la fonction de localisateurs, si leur association avec le détecteur permet une différenciation de la source utile des autres.

IV - 3 - ASPECT THEORIQUE GENERAL DES CRITERES - Il est difficile de définir la valeur ou l'intérêt d'un détecteur par le mot sensibilité qui peut avoir des significations différentes. On préfèrera considérer l'importance du signal détecté, ou la réponse en quelque sorte, comparée à l'ensemble des bruits et nous utiliserons les divers types de détecteurs.

a/ REPONSE - PROPORTIONNALITE - Les détecteurs de rayonnement que nous considérerons sont tous de ceux qui fournissent un signal électrique, exprimé lui, en watts.

Par ailleurs, il est fréquent d'employer un système de découpage du rayonnement incident et des circuits amplificateurs ayant une certaine bande passante, pour minimiser les bruits. La tension de sortie est alternative; dans ce cas, le signal est exprimé en volts efficaces et le flux radiant en watts efficaces.

Beaucoup de détecteurs sont employés dans une plage de leurs caractéristiques dans laquelle la tension de sortie est proportionnelle à la puissance d'entrée; nous appellerons "réponse" le rapport entre ces deux grandeurs.

Si la relation n'est pas linéaire, la réponse sera différentielle (rapport entre la variation du signal de sortie pour la variation du flux d'entrée). La réponse ne définit qu'une proportionnalité, elle ne définit pas le seuil inférieur de détection.

Nous prendrons pour unité de réponse le volt efficace par watt efficace (V/W).

b/ PUISSANCE EQUIVALENTE AU BRUIT - Cette notion qui correspond à l'expression Noise Equivalent Power dans la littérature américaine, définit une caractéristique importante. C'est le rapport de la tension efficace du bruit en volts à la réponse en volts efficaces par watts efficaces. Il conduit à l'expression de la puissance équivalente au bruit que nous appellerons ψ (watt) du détecteur.

Plus le détecteur a un seuil de sensibilité faible, plus ψ est petit.

Il est nécessaire de préciser dans quelles conditions ψ est déterminé; on suppose généralement que le détecteur est soumis à une irradiation uniforme de toute sa surface sensible. D'autre part la valeur de ψ pour un même détecteur dépend de la répartition spectrale du rayonnement incident, de la fréquence et de la largeur de bande de l'amplificateur; enfin aussi de la constante de temps et de la température de fonctionnement du détecteur considéré.

c/ DIFFERENTS PARAMETRES -

1/ Réponse spectrale - En dehors des détecteurs thermiques, la plupart des récepteurs fonctionnent dans des limites de radiations suivant une aire spectrale qui n'est souvent pas identique pour deux détecteurs du même type. Il ne suffit pas d'en connaître les limites expérimentales, et faute de pouvoir la représenter par un chiffre. Nous situerons la détermination de la puissance équivalente au bruit ψ au maximum de réponse spectrale ou valeur de ψ pour une radiation de répartition spectrale déterminée, limitée en fonction du rayonnement total du corps noir pour une température donnée.

2/ Fréquence de modulation - Le spectre de fréquence du bruit varie en fonction de la fréquence et des caractéristiques du découpage du faisceau incident, par exemple en ce qui concerne les bruits de modulation et de contact. Il est nécessaire de préciser la fréquence utilisée et la nature du découpage.

3/ Bande passante des circuits - On a avantage pour diminuer la valeur absolue du signal de bruit, à avoir une bande passante de sortie aussi étroite que possible. Afin de pouvoir comparer entre elles les mesures de la puissance équivalente de bruit ψ effectuées avec différentes bandes passantes ΔF, on ramènera toutes les mesures à une bande passante de 1 Hz en utilisant la formule :

$$\psi_1 = \frac{\psi(\Delta F)}{\sqrt{\Delta F}}$$

où ψ_1 , est la puissance équivalente de bruit (ψ) ramenée à 1 Hz . On l'exprimera en W. $Hz^{-1/2}$ et on suppose que comme pour le bruit thermique (Johnson), la tension efficace de bruit est proportionnelle à la racine carrée de la bande passante.

4/ Amplification - Certains paramètres tels que le courant de polarisation dans les bolomètres ou dans les cellules photoconductrices et photovoltaïques, le potentiel appliqué dans les détecteurs photoémissifs et les photo-multiplicateurs, modifient selon leur valeur le gain interne des détecteurs ainsi que leur réponse et donc le bruit.

5/ Constante de temps du détecteur - C'est d'après la variation de la réponse du détecteur en fonction de la pulsation ω du flux incident, que l'on définit la constante de temps. Si par exemple, la variation R de la réponse en fonction de la pulsation obéit à la loi

$$R(\omega) = \frac{Rm}{\sqrt{1+\omega^2.\tau_2^2}}$$

dans laquelle Rm est la réponse maximale, τ_2 la constante de temps du détecteur.

Dans le cas général on peut définir la constante de temps τ_2 par une formule telle que :

$$\tau_2^2 = \lim_{\omega \to \infty} \frac{1}{\omega} \int_0^{\omega} \frac{\left[\frac{Rm}{R(\omega)}\right]^2}{\omega^2} \cdot d\omega$$

La constante de temps est un des facteurs importants influant sur la puissance équivalente de bruit ψ en fonction de la fréquence de modulation.

6/ Influence de la température - La diminution de la température de fonctionnement du détecteur est un facteur d'abaissement du niveau des bruits internes ; la température à laquelle la mesure de ψ est effectuée, doit donc être prise en considération.

d/ BRUIT EQUIVALENT D'ENTREE - - Le terme américain correspondant est Noise Equivalent Impact. Ce critère tient compte des dimensions géométriques du détecteur et, en particulier, de l'aire de sensibilité A , du détecteur ou surface sensible, soit d'une photocathode, ou bien encore de l'espace inter-électrodes d'une cellule photoconductrice par exemple. C'est la puissance surfacique équivalente au bruit. Elle peut être définie comme suit :

$$\psi_S = \frac{\psi}{A}$$

Naturellement, on définira les conditions dans lesquelles ψ_S a été mesuré, de la même manière que précédemment. On précisera au plus ce qu'on entend par surface sensible car on sait bien que celle-ci n'est pas toujours homogène et présente généralement des variations. L'analyse par points de surfaces sensibles, permet de dresser une sorte de carte des zones plus actives.

On peut considérer comme surface sensible, celle dans laquelle la réponse est approximativement uniforme et la plus grande. Si l'on veut une définition rigoureuse, il faut tenir compte de la carte de réponse R (x.y), l'aire peut alors être définie par l'expression :

$$A = \iint \frac{R(x,y)}{R_{max}} \cdot dx \cdot dy$$

e/ DETECTIVE - Comme on l'a vu précédemment, la sensibilité d' un détecteur est d'autant plus grande que la puissance équivalente au bruit est plus faible. La détectivité D , représente une grandeur qui varie dans le même sens que la sensibilité et qui est donc l'inverse de la puissance équivalente au bruit ψ .

Ainsi, si P est la puissance en watts efficaces du rayonnement incident tombant uniformément sur l'aire sensible du détecteur, V_S la tension efficace en volts du signal correspondant, VB la tension efficace en volts du bruit, la détectivité D , en W^{-1} s'exprimera

$$D = \frac{V_S}{V_B} \cdot \frac{1}{P} = \frac{1}{\psi}$$

Les valeurs de V_S et de VB dépendent des conditions dans lesquelles les mesures sont faites. L'expérience montre que le produit de la détectivité D par la racine carrée de l'aire de sensibilité A, est à peu près indépendante de A. On a pratiquement : $D.A^{1/2}$ indépendant de A.

Cette relation est, en particulier, valable lorsque le bruit dominant est le bruit de radiation et que les détecteurs sont homogènes en surface. D'autre part, si on fait l'hypothèse que dans la bande de fréquence d'utilisation, la valeur moyenne de la tension de bruit VB est proportionnelle à la racine carrée de la bande passante :

$$VB = K\sqrt{\Delta F}$$

on voit que la valeur de la détectivité pour le fonctionnement dans une bande limitée, ou détectivité réduite $Db = D(A.\Delta F)^{1/2}$ est indépendante de la surface A du détecteur et de la bande passante ΔF.

Nous exprimerons la détectivité réduite Db en $W^{-1}.Cm.Hz^{1/2}$.

En supposant les conditions des circuits et de l'amplification telles que la détectivité soit maximale, Db ne dépend que de la longueur d'onde de la radiation incidente, de la température de fonctionnement du détecteur et de la fréquence de modulation.

On peut remarquer d'autre part que $Db = \frac{A^{1/2}}{\Psi_1}$

Parmi les critères de sensibilité les trois qui viennent d'être discutés [Ψ (watt), Ψ_S ($w.cm^{-2}$) et Db (W^{-1} cm.$Hz^{1/2}$)], et qui sont les plus généralement utilisés, suffiront à définir l'intérêt relatif des différents détecteurs que nous allons examiner.

Le tableau figure IV-1,2,3, rassemble les caractéristiques des diverses sources de bruit, les paramètres et les facteurs devant être pris en considération pour le choix d'un détecteur, tels qu'ils résultent des définitions généralement admises (18, 19, 20, 23, 24, 56, 57, 60).

IV - 4 - DETECTEURS PHOTOELECTRIQUES -

a) ASPECT THEORIQUE GENERAL - Alors que les détecteurs thermiques ne nous demanderont que peu de considérations théoriques préalables, les détecteurs photoélectriques impliquent une mise au point, suivant les vues actuelles dans ce domaine, pour les ranger dans quatre grandes classes : Photoconducteurs, Photovoltaïques, Photoélectromagnétiques et Photoémissifs, suivant la manière dont s'effectue la détection qu'il faut préciser.

1 - SEMI-CONDUCTEURS INTRINSEQUES - En premier lieu, rappelons d'une façon schématique que dans les semi-conducteurs intrinsèques (ne contenant pas d'impuretés) il y a trois domaines d'énergie bien délimités :

Bv/ La bande de valence ou domaine des faibles énergies dans lequel l'électron est lié au réseau cristallin

Bc/ La bande de conduction, domaine des fortes énergies où l'électron est libre de se déplacer

Bi/ La bande interdite qui se trouve entre la bande de valence et celle de conduction, dans laquelle on ne trouve pas l'électron.

Si par exemple un électron acquiert une énergie suffisante pour se libérer d'un atome, il laisse un "trou" et ce trou peut être comblé de deux façons, soit que l'atome capture un électron libre passant à proximité et il y a alors "recombinaison", soit que l'électron capturé provienne d'un atome voisin : dans ce cas il n'y a que déplacement du trou. Celui-ci se comporte comme une particule positive, il y a une sorte de conduction par les trous (électron-trou, porteur etc..)

2 - SEMI-CONDUCTEURS EXTRINSEQUES - Dans les semi-conducteurs extrinsèques, c'est à dire auxquels on a ajouté une très faible quantité d'impuretés particulières, il est possible de créer des centres où les électrons sont à des niveaux d'énergie localisés à l'intérieur de la bande interdite. Ce sont les niveaux d'impuretés : (25, 26, 27)

Nous devons tenir compte aussi de deux paramètres importants qui sont la constante d'absorption et la durée de vie des porteurs créés par le rayonnement incident, ce qui nous conduira à considérer les modes de création des électrons-trous ou les processus de génération et de recombinaison des porteurs.

3 - CONSTANTE D'ABSORPTION - Dans un détecteur photoélectrique l'arrivée des photons d'énergie suffisante fait passer des électrons dans la bande de conduction créant des électrons-trous. (Fig. IV - 4)

Si J_s ($cm^{-2}\ S^{-1}$) est le nombre de photons par unité de surface et par unité de temps, et n (cm^{-3}), le nombre de photons par unité de volume, on a $\frac{dn}{dt} = K\ J_s$ où K est la constante de proportionnalité ou d'absorption.

Le flux de photons J_s, varie avec la distance x , à la surface.

En effet, le nombre de photons absorbés dans un volume $S\,dx$, par unité de temps, est :

$$S\,dx\ \frac{dn}{dt} = S.K.J_s(x)\ .\ dx$$

ce qui provoque la variation de flux $\frac{d\ J_s(x)}{dx}$

on peut donc écrire : $\frac{dJ_s(x)}{dx} = K\,J_s(x)$

Si donc Js_0 est la valeur de Js à la surface, nous avons : $Js = Js_0 \exp(-Kx)$. La plus grande partie de la radiation est absorbée lorsque la distance à la surface est de l'ordre de K^{-1}. Par exemple, pour $K = 10^4\ cm^{-1}$ qui est une valeur courante, presque toute la radiation est absorbée à $1/\mu$ de la surface.

DUREE DE VIE DES PORTEURS - Le rayonnement incident crée un déséquilibre dans le semi-conducteur, en créant des porteurs en excès. Ceux-ci vont se recombiner et en moyenne on peut leur attribuer une durée de vie. C'est à dire que si l'on arrête brusquement l'arrivée des photons, la variation du nombre des porteurs en excès est donnée par l'expression : $\frac{dn}{dt} = \frac{n}{\tau}$

Dans l'état d'équilibre qui s'établit, en présence de rayonnement, il faut que le nombre de porteurs créés soit égal au nombre de porteurs qui disparaissent par recombinaison, il faut donc que les vitesses de génération et de recombinaison soient égales : $\frac{dn}{dt} = \frac{n}{\tau} = K\,Js$

On en tire la relation : $n = K\,Js\,\tau$

CREATION RECOMBINAISON DES PORTEURS - Pour qu'un photon fasse passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction dans un semi-conducteur intrinsèque, il faut que son énergie soit supérieure à la largeur de la bande interdite. Par contre, dans les semi-conducteurs extrinsèques, l'excitation pourra se faire à partir des niveaux d'impureté à l'intérieur de la bande interdite (24, 25, 26, 27).

a) Transition de bande interdite - L'énergie transportée par un photon est $h\nu$ ou h est la constante de Planck ($6{,}624.10^{-34}$ J.S) et ν est la fréquence de la radiation. Si E est la largeur de la bande interdite (E est généralement exprimée en électron volt, eV et $1\,eV = 1{,}602.10^{-19}$ J), pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction, il faut que $h\nu \geqslant E$.

Si C est la vitesse de la lumière ($2{,}998\ m.s^{-1}$) et λ la longueur d'onde de la radiation, on peut encore écrire $hc \geqslant \lambda E$.

La longueur d'onde maximale pouvant provoquer la création d'une paire, électron-trou, est donc donnée par la formule :

$$\lambda(\mu)\, E(ev) = 1{,}24$$

Les paires électron-trous formées de cette façon se recombinent au bout d'un temps τ_r , durée de vie radiative, ou de vie des états électroniques provoqués par la radiation (28) . On peut tracer la courbe de la figure (IV-5) qui montre la largeur de la bande interdite maximum, en fonction de la longueur d'onde maximale, pour que la recombinaison puisse s'opérer directement à travers la bande interdite, dans un semi-conducteur intrinsèque.

b) Transition avec niveaux d'impuretés - Selon la nature des atomes d'impuretés introduits et la nature du semi-conducteur, celui-ci devient extrinsèque par excès d'électrons, ou du type n, ou bien extrinsèque par excès de trous, soit du type p .

6 - EXTRINSEQUE TYPE N (Excès d'électrons) - L'atome de germanium possède quatre électrons périphériques et son réseau cristallin est constitué de façon que chaque atome mette en commun avec chacun des quatre atomes voisins, un électron, de façon à compléter sa couche externe à huit électrons. Si par exemple on introduit dans le réseau des impuretés telles que l'antimoine ou l'arsenic possédant cinq électrons sur leur couche périphérique, il y aura des électrons supplémentaires possédant une énergie inférieure à celle de la bande de conduction. Il suffira alors de l'apport d'une énergie faible pour amener ces électrons dans cette bande.

7 - EXTRINSEQUE TYPE P (Excès de trous) - Le bore, l'indium, créent au contraire des centres à couche périphérique incomplète, ils peuvent donc facilement capter un électron de la bande de valence. Il ne faut à ces trous qu'une faible énergie pour gagner la bande de valence.

L'énergie qu'il est nécessaire de communiquer aux électrons et aux trous des centres donneurs ou accepteurs pour les amener dans la bande de conduction ou de valence (énergie d'ionisation), dépend de matériaux et de la nature des impuretés (Figure IV-6).

Dans le germanium où E = 0,72 eV , l'antimoine ou l'arsenic créent des niveaux donneurs à 0,010 eV de la bande de conduction et le bore et l'indium des centres accepteurs à environ 0,010 eV de la bande de valence. Mais comme cette énergie d'ionisation est très faible, la moindre fluctuation d'origine thermique est suffisante pour ioniser les électrons et les trous.

On voit donc qu'il faut faire appel à des impuretés capables de créer des centres possédant des niveaux moins voisins des bandes de valence et de conduction, centres ou niveaux profonds, dans la conception d'un détecteur.

On obtient ces niveaux profonds par exemple avec le zinc et l'or dans le germanium. Cependant pour ces impuretés le mécanisme d'ionisation se complique considérablement car différents niveaux peuvent apparaître à l'intérieur de la bande interdite (donneurs, accepteurs).

L'adjonction d'or, dans du germanium intrinsèque, donne un cristal de type P avec des centres accepteurs Au^- à 0,14 eV , au-dessus de la bande de valence et l'énergie des photons incidents provoque la captation par ces centres d'électrons de la bande de valence, créant des trous : on aura un détecteur du type P. Mais par contre, l'adjonction d'or dans du germanium de type n , déjà dopé par exemple avec de l'antimoine ou de l'arsenic, provoque une diminution de la conductivité : l'or agit comme accepteur en captant les électrons de conduc -

tion, de plus il est possible de créer de cette manière des centres Au^- à 0,20 eV, en-dessous de la bande de conduction, les électrons de conduction retenus dans les centres peuvent être de nouveau ionisés par des photons d'énergie suffisante. De même avec Zn on peut obtenir un centre Zn à 0,03 eV, au-dessus de la bande de valence, si le cristal initial est intrinsèque et à 0,09 eV, s'il est du type n .

Enfin, la recombinaison des porteurs créés par les photons peut aussi faire intervenir des centres de deux sortes se trouvant à l'intérieur de la bande interdite : 1°/ : les centres de recombinaison, par l'intermédiaire desquels un électron de conduction retombe en deux temps dans la bande de valence et 2°/ : les pièges dans lesquels l'électron séjourne, puis retourne vers la bande de conduction et après plusieurs transitions de ce type (Fig. IV-7), gagne la bande de valence par l'intermédiaire d'un centre de recombinaison (29, 30, 31).

Si τ_g est le temps moyen de séjour d'un électron dans un piège, τ_t la durée de vie moyenne des électrons dans la bande de conduction, la constante de temps de décroissance des porteurs dans un semi-conducteur comportant des pièges est donnée par :

$$\tau = \tau_g + \frac{\tau_r \tau_g}{\tau_t}$$

Si σ est la section droite de l'atome d'impureté,
N le nombre de pièges libres par unité de volume et
v la vitesse moyenne de l'élection :

$$\tau_t = \sigma N v$$

Dans les détecteurs à niveau d'impureté, le coefficient d'absorption est donné par $K = \sigma Nt$, où Nt est la densité de ces atomes d'impureté.

La valeur maximale de Nt est déterminée par la limite de solubilité des atomes d'impureté.

Par exemple dans le germanium la solubilité maximale de l'or est d'environ 2.10^{16} atomes par cm3, ce qui donne un coefficient d'absorption K=0,14 cm. Pour absorber la radiation il faudrait un cristal de 10 cm. La plupart des semi-conducteurs à niveaux d'impureté sont caractérisés par de faibles coefficients d'absorption .

b) PHOTOCONDUCTEURS -

1/ PHOTO CONDUCTEURS INTRINSEQUES - (PbS, PbTe, PbSe).
Dans cette classe trois types de détecteurs ont été assez généralement réalisés; ce sont les détecteurs au Sulfure de Plomb PbS, au Tellurure de Plomb Pb Te, et au Séléniure de Plomb Pb Se. On dépose par évaporation sous vide ou par réaction chimique, des couches minces de ces photoconducteurs. La présence d'oxygène dans les couches minces augmente et prolonge la sensibilité vers des longueurs d'onde plus grandes que la longueur d'onde de coupure déterminée par voie optique sur des monocristaux de ces matériaux : l'oxygène joue ici un rôle important dans la durée de vie des porteurs. Les porteurs minoritaires créés par les photons peuvent être retenus dans des pièges formés par les molécules d'oxygène, pendant ce

temps le porteur majoritaire est libre pour la conduction. L'augmentation de cette durée de vie est proportionnelle au temps pendant lequel le porteur majoritaire passe dans le piège.

Suivant ce qui a été exposé, on peut résumer le processus de la détection dans les couches minces des photoconducteurs, de la façon suivante :

Lorsque des photons produisent des paires électrons-trous, il en résulte une augmentation de n et de p, donc de σ. L'électron et le trou formés participent tous deux à la conduction jusqu'à ce qu'il y ait recombinaison. Le mode de recombinaison détermine comme cela a été expliqué, la constante de temps. Lorsque l'énergie pour la création des porteurs est faible, elle peut être provoquée par la seule agitation thermique ; c'est pourquoi il est la plupart du temps nécessaire de refroidir les détecteurs. La température requise dépend des énergies d'ionisation utilisées et d'une façon générale : plus un détecteur est sensible à de grandes longueurs d'onde, donc plus les énergies d'ionisation sont faibles, plus le détecteur doit être refroidi, ce qui explique les verreries plus compliquées pour le tellurure de plomb et pour le sélénium de plomb, que pour le sulfure de plomb.

La conductivité électrique d'un semi-conducteur intrinsèque est donnée par : $\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p)$.

ou : μ_n est la mobilité des électrons (cm2/Vs) :
μ_p est la mobilité des trous (cm2/Vs) :
n et p sont la densité des électrons et des trous par unité de volume (cm3) :
q est la charge de l'électron : 1,602
σ est la conductivité en (Ω^{-1} , cm^{-1}).

Le temps de réponse diffère selon le mode de préparation des couches photoconductrices, ainsi les cellules au PbS préparées chimiquement ont un temps de réponse variant entre 100 et 500 μS et préparées par évaporation sous vide, de 10 à 200 μS . Les cellules au PbSe et PbTe non refroidies ont des temps de réponse très courts, de 1 à 10 μS .

Le bruit de fond dominant dans les photoconducteurs à couches minces est généralement le bruit de modulation, ou 1/F, aux fréquences inférieures à 100 Hz et le bruit de génération-recombinaison pour les fréquences supérieures.

La résistance d'obscurité des détecteurs PbS non refroidis et PbSe obtenus par évaporation varie entre 0,5 et 5 megohms selon les procédés de fabrication et selon le traitement. Celle des détecteurs au PbSe obtenus par dépôt chimique est plus faible, de l'ordre de 50 KΩ .

Dans le procédé par évaporation, le bruit de fond comme la résistance d'obscurité, dépendent du traitement et la résistance de couche notamment peut être obtenue volontairement à des valeurs appropriées à certaines applications par le degré d'oxygénation.

Le refroidissement augmente considérablement la résistance d'obscurité des cellules PbSe par exemple, qui peuvent passer à 100 ou 1000 Megohms (Azote liquide), beaucoup plus que pour le PbS qui monte à 10 ou 20 Megohms en préparation chimique et jusqu'à 100 Megohms pour les cellules produites par évaporation sous vide. Ces résistances élevées posent des problèmes d'adaptation d'impédance aux amplificateurs (32, 33, 34, 35, 36) .

Sur le plan technologique, ces détecteurs sont conçus généralement pour pouvoir être refroidis, surtout pour le Séléniure ou pour le Tellurure dont les limites vers les grandes longueurs d'onde sont plus reculées.

Selon le procédé de fabrication de ces détecteurs, le traitement sous vide, le plus général, conduit à des supports en verrerie scellée, mais certaines réalisations par traitement chimique permettent un dépôt seulement protégé par une "fenêtre" transparente aux radiations. Le vide dans l'ampoule est de l'ordre de 10^{-6} mm. de mercure.

La partie où se trouve la couche sensible peut être particulièrement soignée, avec des liaisons métalliques de bonne conduction du froid, ainsi qu'un écran métallique qui entoure la partie sensible du détecteur et, dont l'ouverture laissant passage aux radiations incidentes est polie. On peut utiliser une deuxième enceinte Dewar (extérieure) pour employer de l'hélium liquide dans le détecteur , et dans un premier refroidissement de l'azote liquide.

Dans la pratique on trouve de multiples formes de réalisations avec des verreries quelquefois complexes. Par exemple la partie refroidissement est un vase Dewar d'une contenance importante et il est relié à sa partie inférieure par un rodage à la cellule proprement dite, ainsi démontable. Des cellules simplifiées ont un simple réservoir à neige carbonique, toujours appuyée par une tige et un ressort, au fur et à mesure qu'elle fond, sur la face interne de l'endroit où est le dépot de la couche sensible.

Enfin, les détecteurs à surface sensible quasi-ponctuelle peuvent être incorporés dans un bloc métallique lui-même refroidi, soit par circulation du réfrigérant liquide, soit par pulvérisation, ou bien par tampon de neige carbonique appliqué au contact ou encore par effet Peltier. Ces détecteurs sont réalisés aussi pour fonctionner non refroidis dans le cas du PbS , généralement.

Nous ne décrirons pas ici les très nombreux détecteurs réalisés dont on trouve facilement la description dans la littérature spécialisée (19, 20, 23) . Nous les comparerons seulement quant à l'intérêt qu'ils peuvent présenter les uns par rapport aux autres et pour notre problème.

2/ PHOTOCONDUCTEURS EXTRINSEQUES - (Ge.dopé, p, n ..) .
Les photoconducteurs de ce type (à niveau d'impureté), sont les photoconducteurs au Germanium dopé. Dans le Germanium pur, l'énergie minimale nécessaire à un photon pour créer une paire électron-trou est 0,7 eV , elle détermine la longueur d'onde maximale de photoconductivité, soit 1,8 μ .

L'addition d'impuretés permet d'augmenter, comme cela a été dit, cette longueur d'onde et la constante de temps dépend du nombre d'impuretés qui peuvent agir comme centre de recombinaison.

On a essayé un grand nombre d'impuretés et dans leur choix interviennent les fecteurs suivants : la longueur d'onde maximale, la réponse du détecteur, la constante de temps et la facilité d'obtention des cristaux dopés (20, 23, 24) . On peut considérer trois types principaux de détecteurs au Germanium dopé :

a) Germanium dopé à l'or de type P. - L'addition d'or dans du Germamanium intrinsèque produit un cristal de type P. par formation d'ions Au° , capables de capter un électron pour devenir Au^{-} , et donc créer un trou. L'énergie nécessaire pour la formation d'un trou est de 0,14 eV . Le détecteur possède donc une longueur d'onde de coupure de 9μ . En l'absence de lumière incidente, les ions Au° et Au^{-} coexistent dans le réseau, ces derniers sont des centres de recombinaison. En effet, l'addition d'un trou les transforme en centres Au° . La constante de temps de détection est déterminée par la concentration en ion Au^{-} et par leur section de capture σ . En effet, si τ_p est la durée de vie des trous , V_p , leur vitesse moyenne d'agitation thermique, $V_p \tau_p$ est donc leur libre parcours moyen et $V_p \tau_p \sigma$ présente un volume de parcours libre ; ce volume est l'inverse de la concentration n en ions Au° :

$$V_p \tau_p \sigma = \frac{1}{n}$$

Si $\sigma = 10^{-14}$ cm2, $V_p = 10^7$ cm.S^{-1} , $n = 10^{-14}$ cm2 , on trouve $\tau = 0,1 \mu S$. A la température de 80° K , la densité des porteurs est encore déterminée par l'agitation thermique, le rapport signal sur bruit peut être multiplié par 4, lorsque la température est abaissée de 10° K . En dessous de cette température la détectivité n'augmente plus si l'on refroidit davantage.

b) Germanium dopé à l'or de type n - L'adjonction au cristal précédent d'impuretés du type n , en faisant croitre leur concentration jusqu'à égalité avec celle de l'or, provoque la transformation des centres Au° en centres Au^{-} puis en centres donneurs Au^{--} , et donc un cristal du type n , en augmentant encore cette concentration. L'énergie d'excitation des ions ainsi créés vers la bande de conduction est de 0,2 eV conduisant à une longueur d'onde de coupure de 6μ . L'amplitude du signal dépend du nombre d'ions Au^{--} possédant une double charge négative. Comme la recombinaison des électrons excités ne peut avoir lieu que par les ions Au^{-} , la constante de temps augmente beaucoup lorsque un grand nombre de ceux-ci sont transformés en ion Au^{--} par l'adjonctions d'impuretés de type n , il y a donc un compromis à faire entre la sensibilité du détecteur et sa constante de temps. Dans la pratique, on maintient la compensation à un point tel que la constante de temps reste de l'ordre de $30 \mu S$. à des longueurs d'onde supérieures à $2,3\mu$. En dessous de cette longueur d'onde le comportement du détecteur est plus difficile à expliquer, il fait en effet, intervenir les différents niveaux d'énergie : bande de valence, bande de conduction et les deux niveaux Au^{-} et Au^{--} . Il en résulte des temps de réponse de plusieurs millisecondes dans certains cas.

c) Germanium dopé au zinc - L'adjonction de zinc au Germanium produit un germanium de type P par création de Zn^{-} . L'excitation d'un trou requiert une énergie de 0,03 eV donnant une longueur d'onde de coupure de 40 μ. De façon à diminuer l'excitation thermique des porteurs, le détecteur doit être maintenu à une température voisine de celle de l'hélium liquide : 4,2° K . A cette température, le détecteur doit être placé dans une enceinte refroidie dont l'ouverture détermine le rapport signal sur bruit. La constante de temps est de l'ordre de 0,1 μ S .

Comme pour le Germanium dopé à l'or, il est possible par addition d'impuretés de type n, par exemple en utilisant des faibles quantités d'antimoine d'ioniser tous les centres Zn en les transformant en Zn^{-} . Lorsque tous les atomes de Zn sont devenus porteurs d'une charge négative, l'addition ultérieure d'impuretés de type n crée des centres accepteurs situés à 0,09 eV au-dessus de la bande de valence correspondant à une longueur d'onde de coupure de 15 μ .

Ce type de détecteur à l'avantage de ne pas requérir des conditions extrêmes de refroidissement (l'azote liquide maintenu à basse pression est généralement suffisant).

Sur la figure (IV-8), on a rassemblé, en les plaçant à leur échelle respective d'activité en eV, un certain nombre d'impuretés utilisées dans des photoconducteurs extrinsèques, et la figure (IV-11 A et B), illustre les limites pour diverses impuretés.

3/ - PHOTOCONDUCTEURS MONOCRISTALLINS A TRANSITION DIRECTE - (InSb.) - Dans ces photoconducteurs ne faisant pas intervenir de niveaux d'impuretés, la transition est directe de la bande de valence à la bande de conduction.

Ils sont constitués par de minces plaquettes d'un matériau semi-conducteur dans un support avec deux électrodes soudées sur la partie supérieure. Il faut que l'embase ait une bonne conduction thermique pour assurer la liaison avec le refroidissement (38,39) .

L'antimoniure d'indium se prête à la fabrication de ces détecteurs (40) .

Les caractéristiques de ces photoconducteurs varient naturellement beaucoup avec la température, la sensibilité étant augmentée plus de 1000 fois en passant de 300° K à 90° K .

Des photoconducteurs monocristallins à transition directe ont également été fabriqués à partir de tellure monocristallin.

Une caractéristique de ces détecteurs est leur temps de réponse très court, de 20 à 50 μs .

4/ DETECTEURS PHOTOVOLTAIQUES - (PVL, PVN) - Ces détecteurs comportent une jonction p. n, et le rayonnement fait apparaître une différence de potentiel entre les parties n et p. Les détecteurs de ce type employés en infrarouge sont généralement utilisés en effet photovoltaïque normal, le rayonnement est perpendiculaire à la jonction (on désigne cet effet PVN) , et on obtient la différence de potentiel entre les parties n et p de la jonction.

Il est possible d'obtenir aussi un effet photovoltaïque différent (effet photovoltaïque latéral : PVL), le détecteur est irradié localement perpendiculairement à la jonction et il apparait une différence de potentiel dépendant de la position du rayon lumineux entre deux points de la surface (24) .

Sur la figure IV-10 , se trouvent représentés ces deux modes de fonctionnement.

Détecteur à effet photovoltaïque normal PVN - En équilibre thermique la caractéristique d'une jonction P. N est donnée par :

$$I_d = I_S \left(e^{qV/\beta KT} - 1\right),$$

ou Id est le courant dans la jonction, Is le courant de saturation. q la charge de l'électron, V la chute de potentiel à travers la jonction, K la constante de Boltzmann et β le coefficient égal à 1 pour une jonction idéale mais toujours plus grand que 1 dans une jonction In Sb refroidie.

En présence du rayonnement incident, le courant Ip de la photodiode est donné par la formule :

$$I_p = I_d - I_r$$

Ir étant le courant provoqué par le flux des photons incidents, qui peut être exprimé en fonction de la quantité de photons arrivant sur le détecteur par unité de temps et par unité de surface Ir ($cm^{-2}. S^{-1}$), la surface sensible éclairée uniformément A (cm2), l'efficacité quantique étant η_r , la charge de l'électron q , on a :

$$I_p = q \eta_r J_r A$$

Pratiquement, dans les diodes obtenues par alliage ou par diffusion il existe une conductance Gs en shunt sur la diode (courant correspondant, de la forme Gs. V), la caractéristique de la photodiode est donc de la forme :

$$I_p = I_S \left(e^{qV/\beta TK} - 1\right) - I_r + G_S V$$

Dans les diodes à l'antimoniure d'indium β est compris entre 2 et 3,8, le rendement quantique η_r est de l'ordre de 0,4 .

Certaines réalisations ont un fonctionnement très avantageux dans leur bande spectrale de 3 à 5 μ avec un refroidissement à 77° K (40,41,42,43).

Détecteurs à effet photovoltaïque latéral ; PVL - Ces détecteurs sont généralement réalisés sous la forme d'une mince couche p sur un matériau du type n (44,45), le principe en est schématisé sur la figure IV-11 .

Leur fonctionnement est très complexe. Si on déplace un faisceau lumineux latéral entre les deux électrodes A et B, pour des jonctions dont les caractéristiques courant-tension font apparaître un redressement : $V_{AB} = Kx$, ou K est une constante qui dépend de l'intensité du rayonnement et des caractéristiques géométriques et électriques du détecteur (figure IV-12). L'effet subsiste en l'absence de redressement dans le cas d'une jonction entre deux couches de même type, mais de résistivité très différente : par exemple, une mince couche n, comportant peu d'impuretés sur un matériau de type n plus fortement dopé que l'on désigne par n^+ . Les caractéristiques d'un détecteur PVL n/n^+ sont de la forme :

$$V_{AB} = K' Shx ,$$

ou K' est une constante analogue à K . Cet effet permet la localisation de la position d'une fente lumineuse entre deux électrodes ou d'un point entre quatre électrodes et la définition de la sensibilité en PVL, doit tenir compte de la position de la tache lumineuse.

Ce genre de détecteur est moins sensible au rayonnement ambiant puisqu'un éclairement uniforme ne détermine pas de différence de potentiel.

5/ DETECTEURS PHOTOELECTROMAGNETIQUES,(PEM) - Ces détecteurs fonctionnent avec un champ magnétique perpendiculaire à la direction des photons incidents (fig. IV-13).

Les photons arrivant, A , perpendiculairement à l'une des faces latérales du barreau constitué par un semi-conducteur (44,45), forment en surface des paires d'électrons-trous qui tendent à diffuser vers l'intérieur. Le champ magnétique, B , perpendiculaire à la direction des photons incidents dévie les électrons et les trous en provoquant une différence de potentiel aux bornes du détecteur.

Le courant obtenu est proportionnel à l'induction magnétique B , à la mobilité μ , au flux de photons incidents Φr et à la longueur de diffusion L .

Avec des inductions moyennes $B = 0,7\ Wbm^{-2}$ (7000 GS) , il est possible avec des semi-conducteurs présentant une grande mobilité de porteur telle que In Sb , d'obtenir de bonnes sensibilités à la température ordinaire.

Du point de vue technologique, les détecteurs photoconducteurs extrinsèques, germanium dopé à l'or, au zinc etc.. ou les photoconducteurs monocristallins à transition directe, sont de faible dimension, faciles à refroidir, et la surface sensible est toujours faible.

Sur la figure IV-16, on a représenté diverses formes données à ces détecteurs. On a représenté également un détecteur PEM.

Ces photoconducteurs sont réalisés par différents constructeurs avec des caractéristiques diverses et pour leur description détaillée on se reportera à la littérature technique (19, 20, 23) .

6/ DETECTEURS PHOTOEMISSIFS - Les propriétés photoémissives de certaines couches minces semi-conductrices sont utilisées dans des tubes convertisseurs, transformateurs ou analyseurs d'images. La partie sensible est une photocathode dont chaque élément de surface émet un nombre d'électrons proportionnel au nombre de photons reçus.

L'absorption d'un photon provoque l'extraction d'un électron qui est accéléré ensuite par un champ électrique.

Le processus se décompose comme suit : le photon communique à un électron une énergie E2 qui, si elle est supérieure à la largeur de la bande interdite Ei , transforme cet électron en électron de conduction. Il peut être transporté à la surface de la photocathode en perdant une certaine énergie de transport Et , et pour qu'un électron de la bande de conduction soit extrait de la surface, il faut une énergie de sortie Es toujours supérieure à la largeur de la bande interdite.

Pour qu'un électron donc soit émis, il faut que l'énergie des photons incidents Er soit supérieure à Es , il faut que $Er \geqslant Es + Et$.

La perte de l'énergie Ec est, en général, faible dans les semi-conducteurs ; l'antimoniure de césium CS3 Sb ou le composé Cs Na2 KSb permettent d'obtenir de bonnes photocathodes avec les caractéristiques ci-après (24) :

	Ei (ev)	Es (ev)	m ( )
C S3 Sb	1,6	2,05	0,6
C SNa2 KSb	1,0	1,55	0,8

La longueur d'onde de coupure $\lambda m = hC / Es$.

D'autres couches telles que le césium argent oxydé CS-0-Ag , ont une réponse spectrale avec un maximum vers 0,8μ. Le rendement quantique est de 1% et au delà il décroît très vite.

De nombreuses tentatives ont été faites pour réaliser des photocathodes semi-transparentes de réponse spectrale atteignant ou dépassant 1 μ (46, 47, 48, 49, 50).

Dans la formule "convertisseur d'image", les électrons quittant la couche sensible sont à la fois accélérés et dirigés électrostatiquement pour venir exciter à l'impact, un écran fluorescent à l'autre extrêmité du tube (fig. IV-14).

Dans la même famille de détecteurs nous pouvons classer les analyseurs du type vidicon par exemple, pour lesquels de gros efforts ont été faits vers le proche infrarouge (fig. IV-15). Ces tubes emmagasinent ou intègrent les radiations sous la forme d'une charge électrotastique et le cercle d'analyse adapté aux caractéristiques et constantes de temps, permet une utilisation à 100% de ces charges, à chaque balayage. Malheureusement, l'énergie des photons incidents étant inversement proportionnelle à la longueur d'onde, tout le problème réside dans l'amélioration des moyens d'extraction des électrons des couches photosensibles, par des photons de faible énergie et dans ce sens, des couches au germanium dopé au cuivre, ont permis la réalisation de tubes sensibles jusqu'à 4 microns (fig. IV-15),(21).

Une autre difficulté réside dans l'émission de radiations par la cathode du multiplicateur d'électrons associé de ces tubes et pour pouvoir refroidir la couche sensible efficacement, on peut employer une disposition mécanique telle que le rayonnement de cathode du multiplicateur ne puisse atteindre la couche sensible (fig. IV-16). Un système d'optique électronique de déflection hémisphérique fait décrire un chemin circulaire aux électrons issus de la couche photosensible et l'ensemble est refroidi à l'azote liquide (21). Le facteur de conversion des meilleurs analyseurs réalisés sont de l'ordre de 10^{-1} électrons par photon pour les radiations visibles et tombe de 10^{-2} à 10^{-4} dans l'infrarouge proche.

IV - 5 - DETECTEURS THERMIQUES -

Dans ces détecteurs, la variation de température qui résulte de l'absorption de l'énergie incidente peut être mesurée par une variation de résistance dans les bolomètres, par la création d'une force électromotrice dans les thermocouples ou par variation de pression d'un gaz dans les détecteurs pneumatiques.

a) BOLOMETRES A RESISTANCE METALLIQUE - La variation de la résistance d'une couche mince métallique noircie (Ni Pt ou Bi etc ..) crée un signal électrique qui peut être amplifié.

Le bolomètre de Langley à deux bandes de platine noircies dont une seule R, est exposée au rayonnement incident, fonctionne par déséquilibre d'un pont de Wheatstone . La loi de variation de la résistance avec la température est de la forme : $\frac{\Delta R}{R} = \alpha \Delta T$

ou le coefficient de température α est positif : $\alpha = 3.10^{-3}\ (°K)^{-1}$ pour le platine et l'argent, $3,4.10^{-3}\ (°K)^{-1}$ pour l'aluminium, $6.10^{-3}\ (°K)^{-1}$ pour le nickel.

Le bolomètre de Langton (4, 24, 51), avec des fils fins de platine constitués par des bandes d'épaisseur inférieure à 1 μ dont la résistance est d'environ 20Ω et la constante de temps de 4 ms, a une réponse de 1 $v.W^{-1}$ et le bruit est presque exclusivement du bruit Johnson.

Avec des couches métalliques déposées sous vide (4, 22, 52), d'épaisseur inférieure à 100 A, fonctionnant en lumière modulée (Baird Atomic AT3 par ex.), l'aire de sensibilité est de 7x0, 3 mm2, la résistance de 40Ω la plage de fonctionnement de 1 à 26 μ, la réponse 2, 8 $v.w^{-1}$, la constante de temps de 16 ms, la fréquence de modulation optimale 10 Hz et la puissance équivalente au bruit dans une bande de 1 Hz est de l'ordre de 10^{-9} W.

Un autre modèle (Heimann Vacuum Bolometer - Physikalisch - Technische Werkstätten), a aussi une puissance équivalente au bruit de 10^{-9} W, avec une plage de 10 à 1000 μ selon la fenêtre utilisée (KBr pour 25 μ, KRs pour 40 μ et quartz de 50 à 1000 μ. (22).

b) BOLOMETRES A SEMI-CONDUCTEURS - Ils utilisent un film semi-conducteur (oxyde de manganèse, de nickel et de cobalt etc ..) noirci pour améliorer l'absorption. Les matériaux résistants ont un coefficient négatif, la variation de R avec la température est de la forme

$$\frac{\Delta R}{R} = -\frac{A}{T^2}\Delta T$$

Le coefficient négatif de température $\alpha = -\frac{A}{T^2}$ est numériquement beaucoup plus grand que pour les métaux purs.

Dans certains modèles (standard Thermistor et Ge. Immersed Detector Barnes C°), les éléments sensibles sont placés dans une enveloppe sous vide, les limites dépendent des fenêtres utilisées (KRs: 0, 6/35 μ, AgCl: 2/15 μ Saph. Quartz, Ge etc..), et leur puissance équivalente au bruit est de $2,3.10^{-10}$ à $3,5.10^{-11}$ dans les meilleurs cas (la diminution de la constante de temps se fait au détriment de la sensibilité (21, 53, 54).

c) THERMOCOUPLES - Deux jonctions ab et ba de deux matériaux, dont une reçoit l'irradiation, en constituent le principe. De la présence du rayonnement il résulte une différence de température ΔT, entre la jonction chaude (irradiée), et la froide. Par effet Seebek il apparaît aux bornes du thermocouple une différence de potentiel ΔEs proportionnelle à ΔTs :

$$\Delta Es = \mathcal{E}ab\ \Delta Ts$$

Le pouvoir thermoélectrique $\mathcal{E}ab$ du couple s'exprime en volt par degré Kelvin ($V.\ °K^{-1}$).

Par effet Pelletier la fermeture du couple sur la résistance extérieure Re de charge conduit à un refroidissement :

$$\Delta Tr = -\Delta i.\ EabR\ T$$

ou : $\Delta \dot{I}$ est le courant qui circule , R la résistance thermique de la fonction ab (en $°K.W^{-1}$) .

Si ΔE, ΔT , Δi sont les différences de potentiel, de température et de courant que l'on obtient finalement, on a la relation :

$$\Delta E = e_{ab} \Delta T = (R + R_e) \Delta i$$

ou R est la résistance électrique du couple et R_e celle du circuit extérieur.

Comme $\Delta T = \Delta T_s + \Delta T_p$, on a : $\Delta E_s = e_{ab} (\Delta T - \Delta T_p)$
$= [R + Re + e^2 ab\ RT] \Delta i$

L'effet Pelletier accroit donc la résistance effective du circuit d'une quantité $R_p = e^2\ abRT$

L'élèvation de température résultant de l'absorption du rayonnement par la soudure chaude est : $\Delta T_s = R \Delta P$,
d'où une force électromotrice en circuit ouvert : $\Delta E_0 = e_{ab} R \Delta P$.

Généralement une fraction seulement du rayonnement incident, est absorbée et le facteur caractérisant la réponse du thermocouple ($r = \Delta E_0 / \Delta P$) a pour expression $r = \mathcal{E} \cdot e_{ab} R$

On a intérêt à augmenter R et le récepteur est souvent placé sous vide.

En lumière modulée la capacité thermique C exprimée en joule par degré Kelvin ($J.°K^{-1}$), intervient avec la pulsation W pour modifier la réponse qui devient :

$$r = \frac{\Delta E_0}{\Delta P} + \frac{\mathcal{E}\, e_{ab} R}{1 + j\omega RC} + \frac{\mathcal{E}\, e_{ab} R}{1 + j\omega \tau'}$$

ou $\tau = RC$ (constante de temps thermique de la source chaude) .

La conduction λ de la chaleur se fait à la fois par voie électronique (λc) , et par propagation mécanique (phonons , λp) , des ondes de chaleur dans le réseau cristallin et $\lambda = \lambda e + \lambda p$

λe suit la loi de Widemann - Franz : $\rho \lambda e = L_0 T$

où λe est la conductivité thermique par électron ($W.\ m^{-1}\ .oK^{-1}$) .
ρ la résistivité électrique (Ω m) , T la température absolue en degrés Kelvin,
L_0 est le nombre de Lorentz = 2,45 ($V^2\ oK^{-1}$).

On voit qu'à une diminution de λe (augmentation de la résistance thermique), correspond une augmentation de ρe . Le critère dans le choix des

matériaux thermo-électriques est un facteur Z , tenant compte des trois paramètres : e pouvoir thermo-électrique , ρ résistivité électrique, λ conductibilité thermique :

$$Z = \frac{e^2}{\rho \lambda}$$

Le thermocouple de Schwartz, constitué par une mince feuille d'or (0,3 μ) noircie, lié à deux matériaux thermoélectriques de pouvoir et de signe opposé à l'or (matériau positif : 27% Cu, 32% Ag, 33% Te, 7% Se , 1% S et matériau négatif : 50% Ag S , 50% Ag Se), a une constante de temps de 43 ms une résistance de 48 Ω , une résistance dynamique Rd = 6,6 Ω , et une réponse : 22,1 $V.W^{-1}$.

La puissance équivalente au bruit est à 5 Hz de $1,5.10^{-10}$ $W.Hz^{-1/2}$ et la détectivité D^* (5 Hz) : $8,3.10^8$ W^{-1} cm. $Hz^{1/2}$.

Le modèle utilisé dans les spectromètres Perkin Elmer a une puissance équivalente au bruit pour une modulation à 13 Hz de 3.10^{-10} $W.Hz^{-1/2}$ et D^* (13 Hz) : $2,1.10^8$ W^{-1}.cm. $Hz^{1/2}$ (22,23,24) .

Le thermocouple de Hornig diffère de celui de Schwartz par les matériaux thermoélectriques qui ont un facteur Z élevé (0,97 Bi + 0,03 Sb) pour le négatif et 0,95 Bi + 0,05 Sn pour le positif). Il utilise des feuilles d'or de 0,1 μ . Il est monté sous vide.

Sa puissance équivalente au bruit est, pour une fréquence de 10 Hz : 3.10^{-10} $W.Hz^{-1/2}$ et D^* (10 Hz) = $2,5.10^8$ W^{-1} cm. $Hz^{1/2}$.

d) DETECTEURS PNEUMATIQUES - De nombreux modèles ont été réalisés (4, 22, 24) .

La cellule de Golay dans laquelle le rayonnement tombe sur une membrane en collodion de 0,01 μ recouverte d'une couche métallique semi-transparente (aluminium) permet des détections par modulation optique de déplacements de 1 Angstrom pour $7,5.10^{-11}$ W , pour une bande passante de 0,1 Hz, soit une puissance équivalente au bruit de $2,4.10^{-10}$ $W.Hz^{-1/2}$ et une détectivité réduite $D^* = 2,64.10^9$. W^{-1} cm $Hz^{1/2}$.

Le récepteur Onera qui fonctionne par variation de capacité (capacité de la membrane 5 pF), permet de détecter des déplacements de la membrane encore plus faibles, de l'ordre du centième d'Angström . L'énergie minimale détectable est de 5 à 10.10^{-10} W à 10 Hz (24,55).

IV - 6 - LIMITE DES PERFORMANCES DES DETECTEURS -

a) LIMITE THEORIQUE - Dans un détecteur de réponse idéale (quantique ou d'un autre type), ayant une probabilité d'absorption ou efficacité quantique η des photons d'une longueur d'onde inférieure à λC , le nombre de photons par unité de surface, par unité de temps $\eta(\lambda)$ dans une région spectrale $d\lambda$ provenant d'un rayonnement incident du corps noir, a pour expression :

$$\eta(\lambda)\, d\lambda = \left(\frac{\lambda}{hc}\right) 2\pi c^2 h \lambda^{-5} \left(e^{hc/\lambda KT} - 1\right),$$

où λ est la longueur d'onde de la radiation, c la vitesse de la lumière, h la constante de Planck, K la constante de Boltzmann et T la température absolue du corps noir .

Le nombre moyen des porteurs (d N) , produits dans un détecteur a , de surface A en un temps t est donnée par : $dN = \eta A t\, \eta(\lambda)\, d\lambda)$

Les photons incidents n'arrivent pas régulièrement mais au hasard. leur probabilité d'arrivée peut s'écrire, avec la loi de distribution de Bose-Einstein :

$$\overline{\Delta N^2} = \eta_2 A \int_0^{\lambda c} \eta(\lambda) \left[1 + \left(e^{hc/\lambda KT} - 1\right)^{-1}\right] d\lambda$$

$$= \eta_2 A \int_0^{\lambda c} (2\pi c \lambda^{-4} \left[\frac{e^{hc/\lambda KT}}{\left(e^{hc/\lambda KT} - 1\right)^2}\right] d\lambda$$

Pour une valeur théorique de la détectivité réduite D^* , il nous faut une expression pour le signal aussi bien que pour le bruit.

La racine carrée de la moyenne des carrés des valeurs du signal peut être représenté par η. r. Ns , ou N S est la valeur de la racine carrée de la moyenne des carrés des signaux pour le nombre des photons du rayonnement incident par unité de surface sur le détecteur. Nous pouvons donc maintenant écrire en entier l'expression de D^* comme suit :

$$D^* = \frac{Vs/Vn}{ANS\, hc/\lambda} \sqrt{A \cdot \Delta F}$$

$$= \frac{\eta_2 N_S A \sqrt{A \cdot \Delta F}}{\eta_2 A \left[\int_0^{\lambda c} \lambda^{-4} \frac{e^{hc/\lambda KT}}{\left(e^{hc/\lambda KT} - 1\right)^2}\right]^{1/2} \eta A hc/\lambda}$$

$$= \frac{\frac{\lambda}{hc}\eta}{\left[\int_0^{\lambda c} \lambda^{-4} \frac{e^{hc/\lambda KT}}{\left(e^{hc/\lambda KT} - 1\right)^2}\right]^{1/2}}$$

où Vs et Vn sont le signal et la racine carrée moyenne de la tension du bruit, respectivement.

La figure IV-17, montre la courbe de la variation théorique de D^* en fonction de la longueur d'onde (20) .

b) LIMITATION PRATIQUE ET CHOIX DU DETECTEUR - Sur la figure IV-18, nous avons rassemblé les courbes des performances des principaux types de détecteurs dont nous avons parlé, ainsi que la courbe théorique du maximum de sensibilité. Actuellement tous les modèles réalisés sont loin d'atteindre ce maximum.

De plus, les courbes indiquées ne représentent qu'un aspect fonctionnel particulier à chaque type de détecteur. En effet, le comportement peut être étudié en fonction de certaines variables, comme la température de fonctionnement. Les courbes de la figure IV-19, montrent la variation de la détectivité réduite en fonction de la longueur d'onde, de photoconducteurs (PbSe , PbTe) .

Sur la figure IV-20, on voit le déplacement vers les grandes longueurs d'onde, de la limite de sensibilité spectrale d'une cellule au Sulfure de plomb . La sensibilité varie également mais sur cette figure elle a été ramenée à une valeur arbitraire. Si on trace la courbe du quantum équivalent d'énergie à la limite spectrale vers les grandes longueurs d'onde en fonction de la température, on obtient la courbe figure IV-20 . On remarquera que cette variation est sensiblement linéaire (13). Elle est approximativement égale à 4×10^{-4} eV/°K .

Cette loi de variation est particulière aux photoconducteurs à base de plomb (PbS , PbTe , PbSe) , et diffère de celle relative aux autres types de photoconducteurs .

Sur la figure IV-22, on a tracé le prolongement du Séléniure de plomb vers les grandes longueurs d'onde pour différentes températures et sur la figure IV-23, on a représenté la variation simultanée de sensibilité et le prolongement vers les grandes longueurs d'onde pour différentes températures de fonctionnement, d'une cellule au Tellurure de plomb.

On a étudié le comportement des divers détecteurs dans de nombreuses conditions. Par exemple la réponse et le bruit du bolomètre en fonction du courant de chauffage (Billings , Hyde et Barr), la variation de la sensibilité du bolomètre avec la pression (Buschwald), la sensibilité du bolomètre dans le vide en fonction de la température des bras (Carlwright) .

En ce qui concerne les détecteurs thermoélectriques, on a tracé la variation de la sensibilité avec la surface (Coblentz), de la sensibilité dans le vide en fonction de la surface pour différents matériaux, la variation de la sensibilité suivant la résistance Ohmique et la fréquence de modulation, ainsi que

la variation de la sensibilité de différents détecteurs thermoélectriques avec la pression (Peffit et Nicholson) (4, 22).

Toutes ces caractéristiques ont été largement décrites dans la littérature technique et le choix d'un détecteur pourra être effectué en fonction de son emploi en prenant en considération toutes ces variables.

Nous avons défini dans les critères, au début de ce chapitre, les moyens de caractériser la valeur d'un détecteur en fonction de son aptitude à délivrer un signal pour un rayonnement le plus faible possible. C'est là le plus généralement ce qui le classe en valeur absolue dans sa bande spectrale de fonctionnement.

Cependant, les conditions qui permettent l'obtention de ces performances sont parfois incompatibles et doivent être prises en considération, en fonction des applications.

Tout d'abord, nous voyons que les détecteurs à très large bande de sensibilité spectrale tels que les thermocouples, les bolomètres, les détecteurs pneumatiques, intéressants à bien des titres, ont un rendement inférieur à celui des détecteurs sélectifs. Il ne serait donc pas indiqué de les utiliser en limitant leur bande de fonctionnement par un filtre additionnel.

Les détecteurs au germanium dopé sont extrêmement intéressants et la technique des impuretés ouvre une voie nouvelle pour l'éclosion de détecteurs ultra-sensibles à des fins déterminées.

Cette maitrise de la fréquence de coupure est déjà remarquable. Sur la figure IV-8 on a mis en dessous du tableau des niveaux d'impuretés, l'échelonnement des limites de longueurs d'onde correspondant, et donné la courbe typique de deux détecteurs fonctionnant chacun dans les plages voulues, l'un (Ge - Au, à - 196°C), qui utilise à des fins militaires la bande de transparence de l'atmosphère (H_2O , CO_2) de 3 à 5 μ et l'autre (Ge. Cd, à - 248 °C) qui explore les différences de températures entre eux, d'objets ambiants, entre 8 et 15 μ (Fig. IV- 9.).

Mais pour l'application que nous envisageons il ne serait pas intéressant d'employer de tels détecteurs dont on réduirait la bande de sensibilité spectrale de 1 à 3 μ par exemple, ce qui leur ferait perdre une sensibilité précieuse mais de plus, des détecteurs ont tous besoin d'être refroidis à des températures très basses et pour bien des applications, cela est gênant si le refroidissement dépasse — 70° C.

Nous avons vu que pratiquement on pouvait faire appel à l'effet Pelletier dans des semi-conducteurs pour un refroidissement par contact, peu encombrant. C'est la limite désirable et qui évite les équipements transportant des gaz liquéfiés.

Les détecteurs photoémissifs ne pénètrent pas assez avant dans les infrarouges et si des tubes analyseurs ont pu être réalisés avec des photocathodes allant jusqu'à 3 et 4 μ , comme ceux évoqués plus haut, par exemple (fig. IV-18), ils n'ont pas l'avantage de la simplicité d'emploi.

Il nous reste les photoconducteurs dont les trois principaux (PbS, PbTe, PbSe), ont été décrits plus haut, et dans cette catégorie de détecteurs, l'avantage du Tellurure ou du Séléniure vers les grandes longueurs d'onde, n'est pas un avantage ici, puisque nous voulons nous limiter à 3 μ et qu'au demeurant, leur maximum de sensibilité à la température ambiante est peu élevé.

A cet égard le sulfure de plomb qui occupe la bande qui nous intéresse a une sensibilité absolue beaucoup plus grande en l'absence de refroidissement, que tous les autres détecteurs dans cette région du spectre. De plus, il se prête avec sa limite à 3 μ , à des réalisations ne faisant pas appel à des matériaux de support trop délicats pour sa fabrication.

Il existe déjà un certain nombre de détecteurs au sulfure de plomb, mais ils ne sont pas tous aussi sensibles et de forme technologique adéquate : ils sont souvent peu pratiques pour certaines applications (fragilité, encombrement etc ..) et n'ont pas la souplesse d'emploi voulue.

Nous avons montré au chapitre précédent quelle était l'énergie résiduelle, dans la bande de 1 à 3 μ , d'un corps noir à 10 μ , pour estimer la quantité d'énergie dans le cas le plus défavorable que nous demandions à notre détecteur de capter, pour fournir un signal. Elle correspond à ce que pourrait donner un excellent détecteur au Sulfure de Plomb.

Pour pouvoir envisager de multiples applications, nous avons réalisé un tel détecteur, en lui donnant les dimensions appropriées.
Nous décrirons maintenant le procédé de fabrication de ces détecteurs très sensibles, fonctionnant à la température ambiante, avant d'en indiquer les possibilités d'utilisation dans la région de 1 à 10 μ .

CHAPITRE V

FABRICATION ET CARACTERISTIQUES DU DETECTEUR PbS

V - 1 - TYPE ET FORME DES CELLULES
V - 2 - EQUIPEMENT DE POMPAGE
V - 3 - PREPARATION DU PbS

a) Les synthèses par voie chimique
b) Les synthèses directes

V - 4 - VERRERIE ET ELECTRODES
V - 5 - TRAITEMENTS SUR POMPE

a) Montage
b) Vaporisation du PbS
c) Evaporation
d) Oxydation
e) Couche sensible
f) Scellement
g) Mesures sur pompe

V - 6 - CARACTERISTIQUES DES CELLULES PbS

a) Réponse spectrale
b) Comportement en température
c) Mesure des caractéristiques

V - 1 - TYPE ET FORME DES CELLULES -

Nous nous sommes proposé de réaliser un détecteur fonctionnant à la température ambiante, ayant le maximum de sensibilité et pour cela une très petite surface inter-électrodes active.

La figure 5-1 , montre diverses formes de détecteurs expérimentés. Celle que nous avons adoptée est le modèle de forme allongée, type D2, représenté à plus grande échelle sur la figure.

Cette cellule se présente sous la forme d'un tube de verre de 7mm de diamètre muni de deux passages en tungstène qui sont les sorties d'électrodes de la cellule. La longueur hors tout de l'ampoule est de 35mm ; à l'intérieur sont dessinés à l'aquadag deux électrodes, où ensuite est déposée, par évaporation, la couche sensible de PbS. Cette surface est délimitée par l'écartement et la longueur des électrodes, soit 3mm pour la longueur, de 1 à 3mm pour la largeur (Figure 5-2).

La réponse spectrale de cette cellule s'étend de 0,3 à 3,4 μ , limite de transmission de l'ampoule avec un maximum qui peut se déplacer entre 1,8 et 2,3 μ suivant la cellule.

La forme habituelle des cellules destinées à être refroidies, dans une forme simple de réalisation, s'inspire des vases du type DEWAR. Ces cellules peuvent recevoir dans la partie creuse de la neige carbonique, de l'azote liquide en une vaporisation en jet. L'inconvénient de ces cellules réside d'abord, pour beaucoup d'applications, dans le fait qu'elles sont plus encombrantes et qu'elles obligent à un positionnement de maintien du réfrigérant en place. De plus, la fenêtre avant, distante de la couche, ainsi que la forme, gênent souvent pour l'utilisation des radiations incidentes.

La forme que nous avons adoptée permet cependant un refroidissement efficace en introduisant la cellule dans un bloc ajouré où circule le réfrigérant et muni d'une petite ouverture à l'endroit de la couche sensible. On peut aussi vaporiser directement par jet le réfrigérant, sur la cellule même, et enfin, employer des semi-conducteurs à effet Peltier appliqués en contact avec le support de cellule.

Pour des raisons pratiques, nous avons adopté la limite vers 3 μ pour la sensibilité spectrale, car les matériaux facilement utilisables sont tous des verres dont les limites propres sont de cet ordre. Un des effets principaux de refroidissement qui est de prolonger la sensibilité vers les longueurs d'onde plus grandes, n'aurait pu être avantageusement utilisé qu'à la condition d'employer des matériaux spéciaux pour la fabrication, et c'est une des raisons principales pour lesquelles nous avons préféré consacrer nos efforts à l'obtention de la meilleure couche sensible à la température ambiante.

Nous n'utilisons le refroidissement que pour empêcher l'échauffement de la cellule lorsque l'ambiance monte au-dessus de 50°C, protection thermique pour des fonctionnements en régime continu dans certaines applications, ou encore pour stabiliser le fonctionnement a une température seulement légèrement inférieure à l'ambiance.

Les larges possibilités d'emploi auxquelles nous destinions notre détecteur au PbS impliquaient une réalisation du type "subminiature", sans microphonie, pouvant supporter des accélérations de 10 à 50 G et autres particularités. C'est en tenant compte de ces exigences qu'une suite de compromis a dû être judicieusement envisagée quant aux matériaux pour la réalisation de l'ampoule notamment.

Bien que l'on trouve de nombreuses études sur la transparence des verres, les matériaux nouveaux possibles s'ajoutent chaque jour et nous avons voulu faire une comparaison de quelques matériaux principaux, avec le même spectrophotomètre, que nous avons corrigé linéairement, pour avoir une même échelle d'évaluation pour tous.

On peut diviser les matériaux en trois catégories :

1/ Les verres d'optique: les flints, les crowns et les verres filtrants (ultraviol, manganal, rubéral) ;
2/ Les verres d'électronique dont la gamme est très étendue, allant du cristal au pyrex et se classant suivant leur dureté thermique. Il y a aussi la silice fondue, difficile à travailler mais que l'on peut considérer comme un verre dur.
3/ Les matériaux divers : Silicium, germanium, etc..

Nous résumerons les résultats de nos mesures avec les courbes des figures 5-3 à 5-6.

La silice fondue a une transmission meilleure que le quartz naturel et va pratiquement jusqu'à 4 μ . Ces courbes coïncident parfaitement avec celles obtenues par divers auteurs (61, 62, 64), cependant que d'autres ne trouvent plus les mêmes courbes (65, 66, 68) dans la réponse spectrale de détecteurs PbS réalisés avec ces matériaux comme supports.

Les verres durs du type borocilicate tels que : Pyrex, B. 40, ou M0 2A (63) ont des transmissions qui s'apparentent à celle du quartz naturel, la descente à 2,58 μ étant à peu près la même pour ces trois verres.

Certains matériaux en très faible épaisseur peuvent constituer des "fenêtres", rapportées sur l'enveloppe et destinées à laisser passer les radiations incidentes. On verra les courbes de transmission de trois corps en faible épaisseur : Silice (13/10e), verre de lamelle de microscope (16/100e) et Saphir (5/10e de mm d'épaisseur): La transmission se prolonge vers 4,5 et 7 μ (Fig. 5-5).

Enfin, certains matériaux tels que le Silicium RP.12 (ép. 1,4mm), le Germanium (ép. 1 mm) et le Silicium moyen (ép. 1 mm), constituent des "fenêtres" ne commençant à fonctionner qu'à 1 μ , mais prolongeant au-delà de 15 μ une transmission relative (entre 40 et 60%).

La difficulté sur le plan pratique d'utiliser des fenêtres rapportées dans le type de détecteur que nous nous proposions de réaliser et la facilité d'emploi des Borosilicates dont la transmission atteignait d'ailleurs la limite vers les grandes longueurs d'onde d'une des bandes favorables de l'atmosphère (1 à 2,7 μ) nous ont amené a employer pour la réalisation de nos cellules type D2, les Borosilicates, conservant les autres matériaux pour des réalisations expérimentales comparatives d'étude.

V - 2 - EQUIPEMENT DE POMPAGE -

La réalisation de cellules aussi sensibles que celles que nous utilisons demande un équipement répondant particulièrement aux exigences de cette fabrication, et une technique spéciale. Nous donnerons donc ici les précisions nécessaires dans ce domaine.

Nous avons réalisé un bâti de pompage formant un ensemble complet, adapté spécialement aux traitements exigés par la réalisation des couches photorésistantes de PbS et permettant d'obtenir un vide de l'ordre de 10^{-6} mm de mercure très rapidement.

Ce bâti se présente sous la forme d'une table de travail d'où émerge la rampe de pompage qui permet de traiter jusqu'à cinq cellules simultanément.

La partie pompage se compose d'une pompe primaire à palettes à deux étages suivie d'une réserve de vide, seule partie métallique de l'installation.

Le vide secondaire est obtenu par une pompe à mercure du type à diffusion à deux étages, réalisée tout en verre dans nos laboratoires. Un piège classique à azote liquide bloque les remontées de mercure vers la rampe de pompage et assure le séchage des différents gaz pouvant être utilisés lors des traitements, ceux-ci pouvant être introduits dans les cellules à l'aide d'un système de distribution commandé par un robinet doseur de type spécial.

La qualité du vide est constamment surveillée par une jauge à ionisation du type "Penning" de réalisation extrêmement soignée.

La table de travail est équipée d'un ensemble de mesures qui permet de suivre la bonne marche de l'activation des cellules. Une source I R modulée assure la reproduction des conditions normales de fonctionnement de la cellule. Nous reviendrons plus loin sur ce sujet.

Les figures 5-7 et 5-8, sont une représentation générale d'un de nos bâtiS de pompage destiné à la réalisation des cellules au PbS ; la figure 5-9, le montre tel qu'il est dans la réalité. Les différents repères qui sont indiqués sur le schéma du bâti de pompage (fig.5-7 et 5-9), correspondent à la nomenclature ci-dessous.

NOMENCLATURE DU SCHEMA DE PRINCIPE DU BATI -

1 - Pompe primaire à palettes, de deux étages avec réserve de vide. Ensemble Baudoin, type 482
2 - Robinet by-pass du primaire
3 - Dessécheur
4 - Pompe à diffusion à mercure
5 - Robinet by-pass du secondaire
6 - Piège à azote liquide
7 - Jauge de Penning
8 - Rampe de traitement des cellules
9 - Robinet doseur de gaz
10 - Réserve de gaz
11 - Robinet d'arrêt
12 - Générateur de gaz
13 - Microampèremètre, indicateur de vide
14 - Source infrarouge modulée
15 - Amplificateur de mesures
16 - Microampèremètre A.O.I.P. (mesure résistance cellule)
17 - Oscillographe pour l'observation du bruit et du signal cellule
18 - Alimentation 2000 volts continu de la jauge de Penning
    a) Variac Philips, (alimentation fours de traitement)
    b) Tube de Geissler (vérification du vide primaire)
    c) Prises de 110 volts
    d) Prises de 220 volts
    e) Ampèremètre de contrôle (chauffage pompe Hg.)
    f) Moteur d'entrainement de la pompe primaire
    g) Transformateur - 1500 V - (alimentation tube Geissler).

Sur la figure 5-9, on peut voir sous le plateau du bâti, la pompe à diffusion de mercure, et dessus, à gauche, les appareils de mesures sur pompe, sur la figure 5-12, la rampe des cellules.

V - 3 - PREPARATION DU PbS -

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour obtenir du PbS permettant de réaliser une couche sensible.

Quelle que soit la méthode employée, il faut toujours se servir de produits de très haute pureté et entourer les différentes phases de la préparation du maximum de précautions et de soins possibles afin d'éviter toutes pollutions par des agents étrangers à la réaction, ce qui pourrait considérablement en modifier le cours.

On peut classer les diverses méthodes en deux catégories :

1/ Les synthèses par voie chimique

2/ Les synthèses directes soit sous vide, soit en atmosphère contrôlée.

Nous allons donner quelques indications sur les caractères principaux des différentes méthodes que nous avons expérimentées.

a) LES SYNTHESES PAR VOIE CHIMIQUE - Il existe un grand nombre de réactions permettant d'obtenir un précipité de PbS qui dans la plupart des cas est de forme amorphe. Il est en général plus intéressant pour l'obtention de bons résultats de l'avoir cristallisé.

Il est aussi possible de réaliser par voies chimiques des couches minces, adhérentes au verre, qui permettent de préparer directement la cellule sur son support d'utilisation (cas des cellules B.T.H. et Eastman Kodak).

En général, la synthèse chimique du PbS se résume à obtenir un précipité par réaction sur un sel soluble de plomb de l'hydrogène sulfuré par barbotage d'un courant de gaz dans une solution aqueuse d'un sel; on obtient alors une réaction de la forme suivante :

$$(NO_3)^2Pb + H_2S + nH^20 = PbS + 2\ NO_3H + nH_20$$

Enfin ajoutons que l'on peut obtenir du PbS micro-cristallin par la réaction de l'hyposulfite de sodium sur le thiosulfate de plomb (69) :

$$PbS\ _20_3 + 3Na_2S_20_3 = PbS + 4S + 3Na_2S0_4$$

b) LES SYNTHESES DIRECTES -

Comme pour le cas des synthèses chimiques, les matériaux utilisés doivent être de très grande pureté, et un grand nombre de précautions doivent être prises pour éviter la contamination du PbS. Là encore, il existe plusieurs possibilités :

1/ Utiliser le principe des réactions chimiques en faisant passer un courant H_2S sur des sels de plomb portés à une température voisine de leur point de fusion ou de dissociation. Une fois la première réaction terminée on augmente la température jusqu'à évaporation du PbS vers 1150° qui est alors recueilli sur les parties plus froides du four sous forme de cristaux, si le processus a été effectué suffisamment lentement.

2/ La deuxième manière consiste à faire une synthèse directe en partant d'un rapport stochiométrique de soufre et de plomb très pur, que l'on place dans une ampoule de quartz. Après un pompage très poussé pour obtenir le meilleur vide possible, on scelle l'ampoule de quartz que l'on place dans un four. On procède alors à un traitement thermique réparti de la façon suivante :

- montée lente de la température jusqu'à 1100°C.
- palier à cette température
- refroidissement lent jusqu'à 800° et encore plus jusqu'à 300°. A ce moment, on arrête le four et on attend son retour à la température ambiante.

Un tel cycle dure environ 30 heures. Le PbS ainsi élaboré doit se présenter sous la forme d'un mono-bloc parfaitement brillant qui montre lorsqu'on le casse des faces cristallines bien visibles dans l'axe de la cassure.

Le four que nous utilisons est un four classique qui est muni d'un mouvement d'horlogerie destiné à assurer le programme de son fonctionnement. Un tambour sur lequel un diagramme en papier fort découpé, fixé sur un cylindre conducteur, sert de guide à un stylet pour établir ou couper le contact d'un relais qui détermine le fonctionnement du four.

Pratiquement, le cycle de montée est constitué par le temps que le four met lui-même à atteindre lentement la température de 1100°C. Le palier peut être d'une demi-heure à une heure. La première période de refroidissement est commandée par le programme jusqu'à des températures comprises entre 800 et 300°. On laisse ensuite le four revenir seul, sans freiner sa descente, à la température ambiante car cette dernière phase s'effectue d'elle-même plus lentement.

Nous avons essayé dans nos laboratoires tous les procédés que nous venons de décrire ici, mais les synthèses par voie chimique nous ont paru moins stables pour la conservation dans le temps du PbS formé.

En ce qui concerne les synthèses directes, nous avons également expérimenté les différentes méthodes et c'est la deuxième que nous utilisons couramment.

Il faut encore insister une dernière fois sur la pureté, à l'origine, des matériaux à employer.

V - 4 - VERRERIE ET ELECTRODES -

LE METAL - Pour la fabrication des scellements, verre-métal, on utilise le tungstène qui doit être de bonne qualité et de préférence rectifié de manière à présenter une surface lisse exempte de crevasses longitudinales.

DECAPAGE - Avant son emploi pour l'enrobage, le tungstène doit être nettoyé dans une solution chaude de nitrate de potasse puis rincé pour éliminer toute trace de nitrate qui pourrait nuire à la bonne adhérence du verre sur le métal.

ENROBAGE DU METAL ET PREPARATION DE L'AMPOULE - En premier lieu, il est nécessaire pour un scellement verre-métal que le verre employé corresponde par son coefficient de dilatation, à celui du métal qui est de $4,4.10^{-6}$ dans notre cas. Ensuite, le barreau est soumis à une flamme pour obtenir un film d'oxyde métallique qui servira de mouillage entre le métal d'origine et le verre dans lequel il se dissout plus ou moins. A ce moment on fait un manchon de verre mince, un peu plus court que le barreau que l'on glisse sur la tige de tungstène. Cet ensemble est chauffé pour permettre au verre de se restreindre sur la tige de métal pour obtenir un passage de couleur jaune paille sans bulles, et les deux passages sont placés cote à cote, pour le montage de la cellule.

Le verre Pyrex est employé pour la réalisation des cellules type D2, à cause de ses propriétés qui lui confèrent une bonne tenue à la température et son facteur de transmission s'étendant plus loin que d'autres verres dans le proche infrarouge..

A l'aide d'un tube de verre, les ampoules sont soufflées dans un moule en acier inoxydable maintenu à une température de 300° de manière à obtenir un diamètre constant. Ensuite, à l'extrêmité de l'ampoule, un anneau de verre B40 est soudé pour permettre la soudure des passages dans de bonnes conditions de sécurité. La figure 5-11, montre les phases nécessaires de préparation.

Les enrobages décrits au début du paragraphe sont introduits à l'intérieur de l'ampoule au niveau de l'anneau de B40, les lèvres de la cellule sont amenées contre les passages et comprimées pour obtenir un scellement parfaitement étanche; ensuite l'ampoule est coupée à l'autre extrêmité pour permettre le décapage à l'intérieur et le dessin des électrodes en graphite.

Après la séparation de l'ampoule de son queusot, il est utile de faire subir une opération de recuit au verre, dans un four, à la température de 550° pendant environ 30 minutes. Cette recuisson a pour but de supprimer les tensions internes qui ont été provoquées par le chauffage inégal des différentes parties de la cellule pendant cette première phase de sa fabrication.

DECAPAGE ET ELECTRODES - Un bon décapage des passages est une des conditions pour obtenir un lien intime entre le métal et le graphite. On procède à un décapage électrolytique dans une solution de potasse à 20%, puis par ébullition on élimine toute trace de potasse, ensuite, une immersion dans un bain d'acide Sulfo-chromique a pour but de nettoyer le verre de l'ampoule. On termine par un rinçage abondant à l'eau courante et distillée, suivi d'un séchage dans une étuve.

LES ELECTRODES - Les électrodes, dans l'ampoule et sur lesquelles sera déposé ultérieurement le PbS, sont dessinées à la main sur les parois internes de l'ampoule, avec une solution aqueuse de graphite colloïdal reliant la couche sensible aux sorties de courant en tungstène de la cellule.

Le Queusot qui avait été coupé pour permettre le dessin des électrodes est alors soudé à nouveau sur l'ampoule et servira de jonction entre l'ampoule et la rampe de pompage.

V - 5 - TRAITEMENTS SUR POMPE -

a) MONTAGE SUR POMPE DE LA CELLULE - Dans le procédé par évaporation qui est celui que nous utilisons, environ 0,5mg de Sulfure de Plomb sont introduits dans la cellule avant sa mise sur le bâti de pompage. Cette mise sur bâti consiste à souder le queusot sur une rampe. Une fois la cellule en place, celle-ci est soumise à l'action de la pompe à vide pendant un certain temps, avant de lui faire subir un dégazage thermique à 350° pendant 2h30 à 3h (temps nécessaire pour l'obtention d'un vide de l'ordre de 10-6mm de mercure).

b) VAPORISATION DU PbS - Le dégazage thermique est effectué en mettant les cellules qui sont fixées sur la rampe, dans la fente d'un four longitudinal. Chaque bâti permet en effet de traiter 5 cellules à la fois ou tout du moins dans le même cycle d'opérations d'une journée. On a donc prévu un four monté sur un socle et muni d'une fente, de telle sorte qu'il suffit d'introduire ce four sur toutes les cellules fixées sur la rampe pour les dégazer en même temps (fig. 5-12).

c) EVAPORATION - Après cette période de dégazage qui dure jusqu'à ce que le vide de 10^{-6}mm de Hg. soit obtenu, on laisse refroidir la rampe de cellules, et on procède ensuite aux opérations qui vont consister à évaporer

la couche. Cette évaporation ne peut se faire que sur une seule cellule à la fois, de même que l'activation du traitement. On utilise à cet effet un four individuel, tel que celui représenté sur la figure 5-12, muni d'un trou circulaire débouchant des deux côtés. Ce four est introduit sur la cellule de façon telle que le côté des électrodes soit près de l'arrière, afin que lorsque le maximum de chaleur sera développé sur la cellule, la partie où se trouvent les électrodes soit la moins chauffée.

Pendant que le four individuel se trouve sur la cellule on continue à pomper et on observe de minute en minute ce qui se passe dans l'ampoule en retirant le four pendant une seconde pour le remettre aussitôt en place.

On observe l'évaporation qui commence à se faire de préférence à l'intérieur de l'ampoule.

En effet, du fait que le queusot porte un étranglement nécessaire pour le scellement ultérieur, cela gêne le passage de l'évaporation vers la rampe bien qu'il en passe cependant toujours un peu, et c'est plutôt vers les électrodes qui sont moins chaudes que se déposera la majeure partie de la couche vaporisée. On insistera un peu avec le four de façon à s'assurer que tout est bien évaporé, car il serait dangereux qu'une toute petite parcelle de PbS non évaporée reste dans l'ampoule.

L'évaporation totale étant effectuée on retire le four et on observe la jauge à vide. On attend alors que le vide soit descendu le plus bas possible.

L'OXYDATION - Le vide suffisant étant obtenu à nouveau il s'agit d'introduire la dose voulue d'oxygène dans la canalisation des cellules.

Plusieurs moyens peuvent être employés pour introduire de l'oxygène : soit à partir d'une bouteille de gaz, soit à partir d'un ballon de verre soudé au bâti, mais aussi à partir d'une réaction chimique. C'est cette dernière solution que nous préférons, car elle est la plus commode.

Pour cela on utilise du permanganate de potasse qui est contenu dans un petit ballon sphérique de réserve et séparé par un tampon en laine de verre.

La réserve de permanganate est reliée par une rebinetterie à une canalisation comportant un manomètre à mercure et on produit une certaine quantité d'oxygène jusqu'à l'obtention d'une pression de quelques centimètres de mercure qui n'est pas critique, en chauffant le permanganate avec un chalumeau (on voit sur la figure 5-10, au milieu, le ballon de permanganate).

La réserve d'oxygène ainsi formée sera utilisée pendant un certain nombre d'opérations sur pompe, le prélèvement nécessaire pour le traitement de la cellule étant simplement la quantité contenue dans le boisseau du robinet qui sert de mesure et qui délivre son contenu à la rampe des cellules lorsqu'on lui fait faire son tour complet. L'introduction ainsi faite d'oxygène correspond à mettre la rampe des cellules sous la pression d'oxygène de 0,2mm de mercure.

On introduit donc une dose d'oxygène dans la rampe portant les cellules, mais après avoir fermé le robinet reliant la rampe à la pompe, l'oxygène ne pouvant aller que vers les cellules.

Ceci fait, on remet le four individuel pendant 2 ou 3 minutes sur la cellule traitée en observant toutes les minutes, rapidement, ce qui se passe.

Un oeil averti peut observer une vague coloration bleue-noire du Sulfure de Plomb parasite qui s'était déposé dans la partie du queusot qui dépassait du four lors de l'opération d'évaporation décrite précédemment. Mais comme on n'est pas certain de cette observation visuelle imprécise, on se contente de laisser le four 3 bonnes minutes pour être sûr que l'activation a été effectuée de toute façon.

On retire le four individuel et on laisse refroidir la cellule jusqu'à ce qu'elle soit redescendue à la température ambiante, ce qui met bien une dizaine de minutes.

La canalisation de cellule est toujours coupée de la pompe et le robinet d'introduction d'oxygène fermé.

La cellule étant refroidie on met à nouveau la rampe en communication avec la pompe pour l'ouverture du robinet de pompage et on pompe donc ainsi l'oxygène qui n'a pas été fixé dans le Sulfure de Plomb jusqu'à l'obtention d'un bon vide. Une fois ce vide obtenu, on isole à nouveau la rampe à cellules de la pompe en fermant le robinet de pompage puis on introduit encore une dose d'oxygène par le robinet doseur auquel on fait faire un tour complet.

Cet oxygène frais est le dernier que l'on introduira pour cette cellule et à ce stade on va procéder au transport du Sulfure de Plomb qui se trouve dans le fond de l'ampoule depuis l'évaporation, pour l'amener à se déposer sur les électrodes.

e) COUCHE SENSIBLE - La couche sensible sera réalisée en effectuant le dépôt en couche mince du PbS sur les électrodes dessinées, et de telle sorte qu'après refroidissement la cellule ait les caractéristiques désirées.

Ces caractéristiquent dépendent de l'épaisseur de la couche, de sa pureté, car il faut des monocristaux impeccables, mais aussi de la propreté dans le travail effectué jusque là pour éviter les déchets et dépôts accidentels qui pourraient exister ou se former soit dans le quausot soit près des électrodes de sortie.

Pour rassembler les éléments de la couche sensible sur les électrodes on utilise le chalumeau à gaz et air et à flamme douce ainsi que le refroidisseur à air à buse fine. On chauffe avec le chalumeau là où se trouve le PbS, tout en refroidissant l'endroit où l'on veut qu'il se dépose en y appliquant le jet d'air comprimé du souffleur refroidisseur.

En retirant le chalumeau au bout d'un moment tout en laissant le souffleur refroidisseur, on voit la couche se dessiner notamment sur les électrodes alors que l'on observe sur l'oscillographe cathodique et sur le mégohmètre de l'équipement électronique sur le bâti, les caractéristiques que prend lentement la cellule en refroidissant.

Il n'est pas rare de trouver des résistances de couche de l'ordre de 10 mégohms avec des sensibilités très mauvaises. Mais si toutes les opérations ont été faites très régulièrement et avec une certaine habileté dans les manipulations on peut réussir du premier coup une cellule ayant les meilleures caractéristiques possibles, c'est à dire une résistance interne de l'ordre d'un mégohm, un souffle réduit et une grande sensibilité au rayonnement du corps noir.

Il faut rappeler que pendant toutes ces opérations la cellule est en permanence reliée par des connections souples aux appareils de mesure du bâti et que l'on peut commuter les gammes de sensibilité pour faire des mesures d'observation.

Le corps noir qui se trouve à un mètre environ, fonctionne en permanenceet irradie la rampe avec des radiations découpées à 400 cs, par un disque à fentes (fig. 5-13). Si la cellule est bonne telle qu'elle est, on pourra procéder au scellement sinon on devra refaire la couche jusqu'à l'obtention des caractéristiques satisfaisantes.

Pour cela, on reprend le chalumeau et le souffleur-refroidisseur et on commence par chauffer légèrement dans la direction de la couche puis on applique le souffleur aussitôt à l'endroit où se trouvent les électrodes de façon à ce que la couche soit déplacée et qu'on la fasse se replacer au bon endroit.

Il suffit souvent de cette simple opération qui prend quelques minutes pour obtenir une cellule excellente. La position de la couche n'est jamais absolument centrée sur les électrodes, et il y a des différences d'épaisseur ou des différences d'homogénéité dans la formation des monocristaux qui sont responsables de ces variations de caractéristiques.

Cette opération de réfection de la couche a besoin d'être effectuée parfois successivement à 2, 3, 4 ou 5 reprises.

f) SCELLEMENT - Si la cellule a les caractéristiques satisfaisantes, on procède alors au scellement. Pour cela, on remet la rampe de cellules en communication avec le bâti par le robinet de pompage et on pompe l'oxygène restant pendant 10 à 15 minutes environ jusqu'à l'obtention d'un bon vide. Mais on prendra la précaution de ne pas se servir de la jauge de mesure du vide pendant cette opération car on risquerait de détériorer la cellule à cause de la présence d'oxygène.
On se contente d'attendre environ 15 minutes puis on procède au scellement tandis que l'on continue toujours à pomper. Le scellement est effectué le plus rapidement possible. C'est une des opérations les plus importantes.

Précisons ici que la nature du chalumeau joue un rôle, et il faut choisir un chalumeau ayant une flamme très vive sous la forme d'un fuseau de 1 à 2 mm de diamètre à la base et de 2 à 3 cm. de longueur. Ce chalumeau sera à gaz-air-oxygène tandis que pour les traitements de la couche elle-même celui que nous avons utilisé était simplement un chalumeau à gaz et air à flamme relativement large et douce.

Le queusot comporte un étranglement qui est volontairement, par construction, en verre très fin, et pour le scellement on applique pendant une seconde ou une seconde et demie le jet pointu sur la partie fine de l'étranglement tandis qu'avec la main, on retire la cellule qui est immédiatement isolée.

Cette opération doit être extrêmement rapide car il faut chauffer la cellule le moins possible et d'ailleurs aussitôt le scellement effectué et la cellule séparée du queusot, on pose le chalumeau pour prendre le souffleur-refroidisseur et l'on s'applique à refroidir l'extrêmité de la cellule qui vient d'être chauffée. La valeur de la résistance de la cellule subit de rapides variations lors du scellement, puis du refroidissement et se stabilise enfin avec le retour lent de l'ampoule à la température ambiante.
La cellule est mise dans sa case en attente pour vieillissement et pour les mesures finales ultérieures.

On débarrasse alors la rampe du restant du tube queusot qui gêne mécaniquement pour le traitement de la cellule immédiatement supérieure, on l'enlèveaussi à cause des traces de PbS qui se trouvent déposées sur les parois. Le bâti est prêt pour la formation de la couche sensible d'une deuxième cellule de la rampe en procédant de la façon que nous venons de décrire.

MESURES SUR POMPE - La sensibilité d'un détecteur infrarouge s'exprime comme nous l'avons vu en énergie minimum détectable. La mesure du rayonnement est donnée en Watts par unité de surface pour un émetteur à une température définie, qui est en général en relation directe avec la réponse spectrale du détecteur.

En mesures pratiques, cette sensibilité se traduit par le rapport Signal/Bruit de la cellule effectué en irradiation modulée. On peut aussi la traduire en variation de la résistance ou de l'intensité par rapport au courant et à la résistance d'obscurité ; dans ce cas particulier de mesure, le détecteur est éclairé par une irradiation continue.

La méthode la plus facile à réaliser sur un bâti de pompage, pour suivre les différentes phases de l'activation d'un détecteur, est la mesure du rapport S/B . Elle s'effectue de la façon suivante :

1/ mesure du bruit cellule dans l'obscurité

2/ mesure du signal en dirigeant sur la cellule un rayonnement 1 R modulé.

Le rapport ainsi obtenu donne la sensibilité relative de la cellule pour une température donnée (celle de l'émetteur), dans des conditions comparatives, toujours les mêmes, pour les cellules réalisées sur le bâti.

Cette mesure aussi simple qu'elle puisse paraître, nécessite un ensemble d'appareils très précis, dont la partie principale est constituée par un amplificateur de mesure à fréquence accordée et bande passante étroite. Le but de cet amplificateur est de réduire au minimum l'action des agents extérieurs à la mesure (parasites ambiants et lumière ambiante). Il comprend une alimentation régulée, où est prise la source réglable, par points fixes servant à alimenter la cellule. (0,75 - 3 V. pour la mesure de résistance. 10, 20, 45 et 90 V. mesure du signal). Un voltmètre à lampes est incorporé à l'amplificateur permettant de mesurer directement les différents niveaux de sortie en partant du bruit de l'amplificateur soit 2 μ V. Un oscillographe permet de suivre la forme des signaux obtenus.

Dans le circuit de la cellule un contacteur permet d'introduire une résistance de charge choisie en fonction de la résistance d'obscurité de la cellule qui peut être mesurée à tout moment, à l'aide d'un galvanomètre très sensible (AOIP)

AMPLIFICATEUR - (schéma général figure 5-14, A, B, C). La partie principale constituant l'amplificateur accordé, se compose de 3 tubes 12AX7 montés en cascade et remplissant chacun le rôle suivant :

TUBE V.1 - Son rôle est d'adapter la charge de la cellule au réseau F1. Il est monté en contre-réaction sélective à la fréquence d'accord de l'amplificateur (400 C S.) Il a pour but d'effectuer une première amplification.

Le couplage entre les deux éléments triode est réalisé par la charge de cathode commune. La liaison avec l'étage suivant est effectuée par un circuit R.C. classique.

TUBE V,2 - Il constitue deux étages amplificateurs BF apériodiques à polarisation automatique. La liaison entre ces étages est effectuée par un filtre coupe bande (F2) accordé sur 50 cs, éliminant les signaux parasites gênants pouvant perturber les mesures. Un premier atténuateur (A 1) complète la liaison et permet d'obtenir un réglage du gain total de l'amplificateur. Cet atténuateur est représenté en détail à part sur la figure 5-14.B.

TUBE V,3 - Le premier élément triode de ce tube est utilisé en amplificateur apériodique classique et le second élément constitue un étage amplificateur à contre-réaction d'intensité, assurant la liaison d'une part sur une prise de test pour oscilloscope et d'autre part sur le voltmètre à lampes incorporé à l'appareil.

Ce circuit se compose d'un étage détecteur (V.4) transformant en tension continue, le signal 400 cs après amplification. Un atténuateur à quatre positions A2, permet d'obtenir la gamme de sensibilité désirée.

L'étage amplificateur à courant continu (V.5) est relié au galvanomètre de mesure. Ce circuit est du type symétrique afin d'obtenir une sensibilité et une stabilité constantes malgré des variations possibles du secteur, agissant sur la tension d'alimentation du chauffage filament. A l'aide de ce montage, une variation de la tension réseau de $\pm$ 10% n'apporte pas aux mesures une dérive appréciable.

Les caractéristiques résumées de l'équipement électronique sont les suivantes :

Alimentation secteur ..... 117 v. - 220 v.
Fréquence réseau ..... 50 cs.
Puissance consommée ..... 50 VA.
Tension d'alimentation des cellules .....
0,75v - 3v - 20v - 45v - 80v
Résistance de charge des cellules de 0,25 à 2 méglhms, accessibles par commutateur (schéma figure 37)
Fréquence d'accord de l'amplificateur : 400 cs
Bande passante à 3 db. = 45 cs
Atténuation à F = 50 cs. = supérieure à 40 db.
Seuil de sensibilité = 3 µA
Gain total de la chaîne ampli = 106 db (2. 1. 5)
Position de l'atténuateur A.1 :
0db - (0)
6db - (1/2
34db - (1/50)
40db - (1/100)
54db - (1/500)
60db - (1/1000)

Gamme de sensibilité du voltmètre à lampes : (A2)
2,5v - 5v - 10v - 25v
Niveau de sortie minimum du test de l'oscilloscope :
0,5v Cr à Cr.
Prise d'alimentation et réglage prévus par un modulateur équipé d'un moteur asynchrone 6 watts.

MODULATEUR INFRAROUGE - La deuxième partie de l'ensemble de contrôle sur pompe se compose du modulateur et de la source infrarouge (Figure 5-13).

Il est constitué par une boîte de radiations, munie d'un diaphragme qui permet de régler la surface d'émission ; d'un moteur électrique entrainant un disque à fentes qui sert de modulateur.

La source 1 R est faite d'un corps de fer à souder de 100 W où la panne a été remplacée par une pièce cylindrique remplissant exactement la partie interne la plus chaude, la température de surface mesurée avec un thermo-couple étant 470°C.

Pour des commodités de travail, cette source est placée à 1 mètre de la cellule, sur la table du bâti de pompage où se trouve l'ensemble des appareils de mesure.

Nous rappelons que la disposition du modulateur près de la source 1 R présente l'avantage de moduler seulement le rayonnement émis par le corps noir, ce qui permet de faire les mesures sans précautions particulières du point de vue éclairage ambiant, si ce n'est d'éviter cependant la présence d'une source très chaude à proximité de la cellule.

Les mesures sur une cellule, en cours de traitement, sont effectuées dans l'ordre suivant :

1/ mesure de la résistance après évaporation de la couche; celle-ci doit être comprise entre 0,5 et 3 megohms
2/ mesure du bruit de la cellule qui ne doit pas dépasser 20 à 25 V
3/ mesure de l'amplitude du signal obtenue en soumettant la cellule au rayonnement modulé du corps noir d'où on tire le rapport S/B qui doit être de 100 minimum, dans les conditions expérimentales de mesure.

Les valeurs de réponse obtenues, on scelle la cellule qui est laissée au repos quelques semaines avant que l'on procède aux mesures définitives.

Après un certain temps nécessaire (certaines cellules "évoluent"), des mesures sont effectuées et notées sur une fiche accompagnant la cellule. Dans une de ces mesures le corps noir est remplacé par une ampoule à filament de tungstène, ce qui peut permettre de reproduire avec plus de facilité ces condi-

tions de vérifications préliminaires en série, car il est plus facile de trouver deux ampoules presque semblables que de réaliser deux corps noirs identiques. Ces mesures ne se font plus sur l'équipement de pompage mais sur un banc d' optique avec le matériel approprié et font partie des mesures de sensibilité et des caractéristiques-type de la cellule finie utilisable.

V - 6-CARACTERISTIQUES DES CELLULES AU PbS -

a) REPONSE SPECTRALE - Les courbes de sensibilité spectrale publiées, concernant les cellules photoconductrices au Sulfure de plomb, sont bien souvent différentes. En fait, la courbe de réponse spectrale des cellules photo - conductrices au PbS dépend non seulement de facteurs tels que l'intervention d' impuretés ou le procédé de fabrication employé, mais aussi surtout du facteur de transmission et les caractéristiques des matériaux utilisés dans la réalisation de l'ampoule.

En effet, si l'on employait un matériau idéal on pourrait mettre en évidence le prolongement de la courbe de sensibilité spectrale de 3μ jusque vers 5μ selon le procédé de fabrication et la température d'utilisation mais en réalité les verres utilisés coupent nettement aux environs de 3μ . Nous avons vu plus haut dans l'étude de la transmission des verres que le pyrex, meilleur que la plupart des verres courants, coupait pratiquement cependant le rayonnement I.R juste avant 3μ .

Nous avons bien trouvé, dans l'examen de la courbe spectrale de différents détecteurs, celle de la transmission de l'enveloppe comme imposant sa limite dans celle de la sensibilité spectrale du détecteur aux grandes longueurs d'onde.

Sur la figure 5-15, nous avons tracé des courbes qui sont les réponses spectrales comparées en sensibilité absolue de différentes cellules. Ces courbes traduisent le rapport Signal/Bruit en fonction de la longueur d'onde, pour quatre cellules différentes : deux cellules de notre fabrication (D.2), une cellule américaine (CETRON), une cellule anglaise (61 SV MULLARD).

Les deux cellules, (D.2), ont été choisies, l'une de bonne sensibilité, l'autre moyenne, parmi une série et nous avons rapporté les résultats en % par rapport à la plus sensible des cellules considérées.

Dans l'ensemble, le maximum de réponse spectrale se centre autour de 2μ . Seule, la 61 SV, moins sensible, a cependant un maximum qui est déplacé vers les grandes longueurs d'onde, du fait de la transmission de sa fenêtre, très mince, et probablement d'un verre différent. Il semble bien évident que la coupure du Pyrex paraisse avoir une influence très prononcée sur le maximum de nos deux cellules (D.2), d'où la largeur apparente de la bande de transmission maximum que l'on retrouve sur ce type de détecteurs, avec une descente rapide à 2,5μ , due au matériau de l'enveloppe.

Afin de confirmer nos constatations, nous avons réalisé des cellules d'essai avec des ampoules de verres différents. Les résultats obtenus sont transcrits par les courbes de la figure 5-16, la cellule 61 SV étant toujours prise comme référence, mais ici toutes les courbes étant ramenées au même maximum de sensibilité, en valeur arbitraire pour ne s'intéresser qu'à la limite de réponse spectrale vers les plus grandes longueurs d'onde.

Dans cet essai, deux ampoules de nature très différente ont été utilisées, une en verre B40, l'autre en silice transparente : ces deux cellules ont été traitées de la même façon.

Si l'on se reporte aux courbes de transmission des matériaux formant l'ampoule,(fig 5-3 à 5-6), on remarque, dans ces conditions, que la limite de détection suit parfaitement la courbe de transmission des verres considérés. Il faut rappeler que nos mesures de transmission, ainsi que nos courbes de réponse des cellules, ont été relevées sur le même spectrophotomètre infrarouge, avec le même appareillage d'enregistrement, pour une interprétation directe des résultats.

Sur la figure 5-17, nous avons rassemblé une série d'autres courbes : il s'agit de comparer la réponse spectrale de trois cellules du même type. Les courbes ont été ramenées au même niveau arbitraire de transmission, ces trois cellules ayant été volontairement choisies avec une sensibilité absolue différente.

En général, le maximum de la réponse spectrale est centré autour de 2μ . Les petites variations que l'on remarque entre 2,2 et 2,5 correspondant à la zone de coupure de l'ampoule doivent certainement être attribuées à des différences qui existent d'une ampoule à l'autre dans l'épaisseur du verre.

Avec des verres spéciaux ayant une meilleure transmission, jusqu'à 5 microns, on pourrait obtenir une prolongation au delà de trois microns de la sensibilité spectrale . Toutefois, en raison des exigences thermiques du traitement d'activation des couches PbS, ces verres spéciaux ne peuvent être utilisés que sur des ampoules de formes particulières ou bien comme "fenêtre", car ces verres supportent difficilement de grandes variations instantanées de température.

b) COMPORTEMENT EN TEMPERATURE -

1/ AMBIANCE VARIABLE - Comme tous les semi-conducteurs, le PbS est très sensible aux variations de la température ambiante. Ces variations se traduisent par une modification apparente de l'ensemble des caractéristiques (résistance signal).

Nous avons procédé à un ensemble de mesures sur différents types de cellules, et comparé les résultats obtenus, et si tous les phénomènes observés sont intimement liés pour chaque cellule, nous avons cependant cherché à faire une distinction entre chaque partie des mesures ; notre but étant de vérifier avec plus de précisions possibles les variations des caractéristiques de nos détecteurs dans diverses circonstances.

Le premier essai que nous avons fait sur un certain nombre de cellules a eu pour but d'étudier la température critique d'utilisation. Ceci est très important, puisque nous voulons pouvoir fonctionner à la température ambiante.

Pour cela nous avons choisi trois cellules ayant à peu près la même résistance d'obscurité à la température ambiante, mais une sensibilité absolue différente et prises chacune dans une de nos trois catégories de classement "très bonnes", "bonnes", "moyennes" (les très bonnes étant peu nombreuses, très sensibles, réservées à des expérimentations près du bruit de fond, sur des rayonnements de très faible puissance).

Ces cellules sont placées dans une étuve où l'on peut faire monter très lentement la température. Durant cette opération effectuée par paliers de stabilisation de température, on mesure la résistance de la couche. Pour cette mesure les cellules sont alimentées par une source de tension relativement faible, de façon à éliminer au maximum les perturbations qui pourraient être dûes au passage d'un courant trop intense dans la couche sensible.

On augmente la température de l'étuve jusqu'à ce que la résistance d'obscurité du détecteur atteigne une valeur minimum. Cette valeur de plus faible résistance se trouve vers 145°C .

Après retour des cellules à la température ambiante, on constate certaines modifications dans l'ensemble des caractéristiques : on remarque un changement important en ce qui concerne la résistance d'obscurité des différentes cellules soumises à ce cycle de température, résistance qui a considérablement augmenté dans certaines d'entre elles, mais les sensibilités absolues des détecteurs ont été relativement peu influencées.

La courbe de la figure 5-18, montre la variation de la résistance d'obscurité en fonction de la température de l'étuve, variation linéaire sensiblement jusqu'à 110°C. avant de s'incurver.

Ceci nous montre que ces cellules peuvent théoriquement fonctionner dans des ambiances allant jusqu'à 100°C., limite extrême apparente où il ne semble pas qu'il y ait de modification dans les caractéristiques des couches sensibles, celles-ci se manifestent nettement après avoir été portées à 145°C., sans pour autant affecter généralement la sensibilité de détection, après retour à la température ambiante.

Ces détecteurs peuvent fonctionner dans une ambiance allant donc pratiquement jusqu'à 70°C. Les courbes de la figure 5-19, montrent les variations de l'amplitude relative du signal détecté, de la résistance de la cellule et du rapport S/B pour des températures comprises entre 15 et 70°C.

Pour cet ensemble de mesures, la cellule est placée dans l'étuve, et peut être irradiée par un flux modulé émis par un corps noir à 600°C. environ, placé à l'extérieur. Les mesures sont effectuées à l'aide d'un amplificateur sélectif, du même type que celui déjà décrit, utilisé sur le bâti de pompage. C'est également le même type de corps noir qui est employé.

Pour chaque point de température, on peut relever avec cet équipement, la résistance, le bruit cellule, et l' importance du signal.

Ainsi que cela est bien connu, la sensibilité décroît en fonction de la température, et ici d'environ 2% par degré, ce qui représente pour la plage de température considérée, une diminution apparente d'environ 80% pour une variation de température de 40°C. Certaines applications ne sont nullement gênées par ces variations relativement faibles eu égard à la grande sensibilité en valeur absolue de ce détecteur, par rapport à ceux généralement réalisés.

Si nous recherchons d'une façon plus précise l'influence de la température sur la sensibilité absolue du détecteur, ce que nous pouvons obtenir en calculant pour plusieurs points l'énergie minimum détectable, nous vérifions en effet que les caractéristiques en sont encore très acceptables malgré l'élévation importante de la valeur de leur température ambiante.

Pour des simplifications de calcul, nous supposons le corps noir parfait, et nous ne tiendrons pas compte de la fréquence du signal, ce qui nous donnera un résultat approché mais respectant l'ordre de grandeur à une constante près.

Nous avons choisi trois points de température qui semblent suffire pour bien caractériser les résultats.

Le premier est le point d'origine des mesures soit 17°c, le deuxième a été pris au centre de la courbe soit 38°5 et le troisième à la limite extrême de la mesure, soit 67°C.

La formule permettant de mesurer l'énergie globale d'un corps noir (Loi de STEFAN) est : $E = G (T^4 - To^4) S$
dans laquelle :

G = constante de Stéfan Boltzmann = 5.672^{10-12} Wcm^2
T^4 = la température absolue du corps noir (degré Kelvin)
To^4 = la température absolue du détecteur
S = La surface d'émission.

L'énergie reçue par la cellule se traduit par l'expression suivante :

$$E = \frac{E \times S}{MD^2 S}$$

S' = étant la surface du détecteur
D^2 = la distance en cm séparant l'émetteur du détecteur.
On obtiendra le minimum détectable avec la formule suivante :

$$\frac{E}{R} = Wmd$$

où R = le rapport Signal/Bruit du détecteur dans les conditions de mesure définies

Les résultats obtenus pour la cellule expérimentée sont les suivants :

Pour To^4 = 17°C., le minimum détectable est : $4,1. 10^{-9}W$

Pour To^4 = 38,5°C., le minimum détectable est : $7,17. 10^{-9}W$

Pour To^4 = 67°C., le minimum détectable est : $I,86. 10^{-8}W$

Des essais en descente de température, c'est à dire en réduisant la température ambiante jusqu'à -10°C. montrent une continuité des courbes avec augmentation suivant la même loi du signal et de la résistance de la cellule.

Sur les figures 5-20 et 5-21, on a rassemblé une suite de courbes qui est le résumé d'essais en température effectués sur différents types de détecteurs; les cellules "CETRON" et "OBSERVATOIRE" sont géométriquement semblables à notre modèle de cellule, et la cellule "TURCK" se différencie des autres par sa grande surface sensible et une fenêtre en verre très mince qui l'avantage du point de vue réponse spectrale par rapport aux trois autres types, malgré que la cellule CETRON soit aussi avantagée par un verre différent de coupure à quelques dixièmes de μ plus bas que les verres usuels en France, que nous utilisons.

En règle générale, le comportement de la résistance d'obscurité de ces différentes cellules est identique, ce qui confirme bien les caractéristiques propres au PbS, celles-ci étant indépendantes du mode de préparation de la couche sensible.

Il n'en est pas de même du comportement de la sensibilité aux radiations de ces différents détecteurs. Si nous examinons les différentes courbes, nous constatons qu'elles peuvent être séparées en deux groupes : le premier formé des cellules CETRON et les notres, D.2.; le deuxième étant composé des cellules TURCK et OBSERVATOIRE. Un très rapide calcul met ces deux groupes en évidence. Il s'agit de la détermination de la variation moyenne du signal en fonction de la température.

Si l'on calcule pour chaque type de cellule cette variation, sur les dix premiers degrés d'élévation de température ambiante, on obtient dans l'ordre les résultats suivants :

CETRON	1,72%	par degré
D.2.	2%	"
TURCK	2,75%	"
OBSERVATOIRE	2,60%	"

Ce même calcul effectué sur la variation totale de la température donne comme résultats :

CETRON	1,72%
D.2.	1,85%
TURCK	1,9%
OBSERVATOIRE	2%

Ceci semblerait signifier qu'il peut, selon le traitement des couches, se produire un comportement différent de la sensibilité en fonction de la température. Si l'on pouvait s'attendre à de semblables constatations entre des types très différents de cellules, comme la TURCK et la CETRON, cela ne semblait pas évident entre deux types semblables comme l'OBSERVATOIRE et la CETRON ou le notre, D.2.

2/ AMBIANCE A TEMPERATURE CONSTANTE - Cette partiede mesure peut être incorporée aux variations de température car les phénomènes analysés sont du même type, les variations étant dans l'échauffement de la couche sensible.

Cet échauffement peut avoir plusieurs causes qui sont l'irradiation prolongée par une source trop intense en radiations de grandes longueurs d'onde, ou bien un courant important dû à une résistance de charge trop faible ou a une différence de potentiel trop élevée appliquée au circuit. Cet échauffement lent de la couche peut enfin se produire au point de modifier notablement les caractéristiques dans le temps, même avec des irradiations normales pour le détecteur.

Cette élévation de la température de la couche, se produit lentement dans les fonctionnements continus sur certains appareils et donne lieu à une sorte de "dérive" ou variation des caractéristiques de l'ensemble. Il est facile de compenser ces dérives par des circuits appropriés, cependant il est utile d'en examiner les origines et pour cela on disposera d'un équipement de mesure lui-même très stable dans le temps.

On relève d'abord la courbe spectrale du détecteur qui servira aux mesures et on choisit trois points de cette courbe :

1/ un point au milieu du maximum spectral, par exemple

2/ le point vers les fréquences élevées pour lequel l'amplitude du signal détecté n'est plus que moitié,

3/ le point vers les fréquences basses pour lequel l'amplitude du signal détecté n'est plus que moitié.

La cellule, irradiée à intensité constante dans le temps, est reliée à un amplificateur stable suivi d'un enregistreur.

Suivant la nature des radiations incidentes, on obtient des courbes naturellement différentes de la variation de résistance de couche. Les courbes de la figure 5-22, montrent l'effet sur une cellule PbS type D.2, de l'irradiation prolongée par des rayonnements à $1,4\mu$ - 2μ - $2,4\mu$.

On voit que d'après la variation de sensibilité notée sur la figure d'un ΔS de 2% par degré lors des essais de résistance de couche en élévation de la température ambiante, on peut en déduire que par exemple, l'amplitude du signal ayant diminué de 3% en 15 minutes par l'irradiation à $1,4\mu$ figure 5-22, et de 6% après 60 minutes, à ce moment l'échauffement de la courbe était de 3 degrés C.

Pour l'irradiation à $\lambda = 2\mu$, ce point qui correspond à la région du maximum de la réponse spectrale du détecteur, nous révèle comme il fallait s'y attendre, un comportement très différent du détecteur. Nous constatons une variation très rapide du signal durant les 15 premières minutes, soit plus de 8% ; l'importance de la dérive décroit avec le temps, mais il n'apparaît pas de palier de stabilisation du signal, même après 80 minutes de fonctionnement où la dérive atteint 13%, soit un échauffement d'environ 7°C. de la couche.

Pour $\lambda = 2,4\mu$, nous retrouvons sensiblement le comportement de l'irradiation à $1,4\mu$, à peine plus accentué.

Enfin, l'irradiation par un corps noir comportant toutes les radiations du spectre du détecteur, conduit à une dérive moindre que l'émission sélective à 2μ mais supérieure à celle de 1,4 et $2,4\mu$. La température probable de la couche doit être supérieure de 4°C. à l'ambiance en fin de mesure.

Ces mesures ont été effectuées en dérivant sur la cellule en essai une partie de l'irradiation du monochromateur d'un spectrophotomètre BECKMAN, avant son retour sur le détecteur du spectrophotomètre et qui servait de référence. L'irradiation était donc monochromatique, à la précision près de l'appareil.

Ces mesures confirment l'action directe du rayonnement incident sur l'échauffement du détecteur qui se comporte lui-même comme tous les corps non noirs, à la fois absorbant, diffusant et réfléchissant et qui donc s'échauffe dans le temps d'une quantité non négligeable, l'effet maximum se situant dans sa zone de sensibilité spectrale maximum.

Ces remarques ont une grande importance dans certaines applications où le récepteur détecte des énergies parfois importantes, en permanence ; par contre, cette dérive est pratiquement inexistante dans tous les cas où l'on détecte de très faibles signaux à peine émergeants du bruit de fond du détecteur et si celui-ci fonctionne avec une impédance de charge élevée. Nous verrons d'ailleurs dans les applications, la correction des variations importantes, ou même celles, très petites, lors d'irradiations faibles.

c) MESURE DES CARACTERISTIQUES - Les mesures classiques de la sensibilité d'un détecteur photoélectrique qui s'exprime en A/Lumen, perdent de leur sens lorsqu'elles s'adressent aux détecteurs infrarouges. En règle générale, cette mesure de sensibilité est définie en énergie reçue par la cellule et s'exprime en Watts efficaces, pour une température donnée de l'émetteur comme nous l'avons précisé plus haut.
Il existe plusieurs manières de chiffrer cette sensibilité selon les applications pratiques : la plus simple est de l'exprimer par rapport au bruit de fond pour une température et une énergie donnée qui est fonction de la distance et des surfaces d'émission et de réception.
La deuxième façon qui exprime une réponse plus absolue, consiste à déterminer l'énergie minimum détectable par la cellule sous une condition donnée, c'est à dire pour une mesure effectuée ou ramenée à une bande passante de 1 cycle, comme on l'a vu également plus haut.
Quelle que soit la manière d'exprimer la sensibilité d'un détecteur, il faut toujours tenir compte dans la pratique d'un certain nombre de paramètres dont dépend la précision des mesures.

Les principaux points sont :

1/ La température du détecteur
2/ la température de l'émetteur
3/ surface de l'émetteur
4/ surface du détecteur
5/ distance séparant l'émetteur du détecteur
6/ caractéristiques et bande passante de l'amplificateur de mesures.

Nous avons donc avec différents types de cellules PbS, procédé à un relevé systématique de points et comparé les résultats ainsi obtenus avec les mesures effectuées dans les mêmes conditions sur des cellules réalisées dans nos laboratoires, du type D.2 .

Nous avons classé les résultats obtenus de la façon suivante, lors de ces différentes mesures :

1/ minimum détectable en fonction de l'énergie reçue par les cellules pour diverses températures du corps noir.
2/ évolution du rapport S/B en fonction de la température du corps noir.

Les courbes de la figure 5-23, montrent la valeur du minimum détectable pour différentes cellules PbS en fonction de la température du corps noir en degrés centigrades, dans les mêmes conditions de détection.

Cette mesure définit la sensibilité absolue de ces détecteurs PbS mais les courbes représentées sont celles de cellules réalisées suivant des techniques différentes et ayant donc aussi certaines caractéristiques technologiques différentes.

Les conditions dans lesquelles les mesures ont été faites sont les suivantes :

Température ambiante 20°C.
Surface du corps noir, spécialement réalisé pour cette mesure : 472mm2

La surface des différents détecteurs, définie comme l'aire inter-électrodes, était la suivante :

- D.2. ..... 4,5 mm2
- CETRON ..... 12 "
- MULLARD ..... 36 "
- TURCK ..... 72 "

La distance EMETTEUR-RECEPTEUR ... 93 cm.

Caractéristiques de l'amplificateur : Gain 1000, lecture directe du signal sur un millivoltmètre Philips, Fréquence d'accord de l'amplificateur 400cs, bande passante 30 cs.

L'énergie du corps noir $E = \frac{G (T^4 - To^4) S.S'}{D^2}$ reçue par la surface sensible de chaque détecteur pour les différentes températures, donne les courbes de la figure 5-24 (énergie reçue sur la surface des différents détecteurs et en fonction de la température du corps noir en degrés centigrades).

Les courbes de la figure 5-25, sont celles du rapport S/B pour différents points de température et pour les différents détecteurs.

En tenant compte de ces résultats de mesures, on pourrait déterminer l'énergie minimum détectable pour chacun des détecteurs essayés en particulier, ramenée à 1 cycle de bande passante suivant la formule $Wmd = \frac{E}{R\sqrt{Df.}}$

dans laquelle E = énergie reçue par la cellule
R = rapport Signal/Bruit du détecteur
Df = bande passante de l'amplificateur.

3/ Réponse en lumière modulée - Des différences importantes existent entre deux cellules de même type. Nous donnons, figure 5-26, deux courbes typiques : d'une cellule "bonne" et d'une cellule "moyenne", montrant les différences auxquelles on peut s'attendre.

D'une façon générale on peut utiliser ces cellules jusqu'à 3 kc.s., avec des circuits accordés sélectifs et pour des équipements de pyrométrie on découpe le signal à 400 C.s

MESURES FINALES - Les cellules PbS terminées sont gardées en attente un certain temps au bout duquel les éventuelles micro-fuites de scellement ou détériorations partielles de la couche par impuretés ont eu le temps de se manifester. On procède alors à la détermination des caractéristiques définitives et à la classification en différentes classes selon les sensibilités ou résistances de couche.

Ces mesures se font sur un banc d'optique approprié et des appareils de contrôle (figure 5-27).

Cet équipement se compose d'une source de lumière, d'un modulateur permettant de découper le flux lumineux à une fréquence fixe, et d'une chambre noire où se place la cellule à mesurer, qui peut être irradiée à travers des diaphragmes de surfaces déterminées. Ces divers éléments sont rassemblés d'une façon très rigide sur un banc profilé de 2m de long permettant d'obtenir un réglage très précis de la distance source-récepteur.

La source de radiations peut être de deux sortes :

a) dans le cas où la source shoisie est une ampoule à filament de tungstène, on la prend de préférence à basse tension et on l'alimente en courant continu par un ensemble formé d'un chargeur et d'une batterie d'accumulateurs en tampon.

b) Dans le cas d'un corps noir, l'alimentation de celui-ci est effectuée en partant du secteur par l'intermédiaire d'un régulateur et d'un transformateur variable du type "Variac".

La partie servant à la mesure se compose d'un amplificateur accordé, d'un millivoltmètre pour la mesure du signal de sortie, d'un microampèremètre pour la mesure de la résistance d'obscurité du détecteur, et d'un oscillographe permettant d'examiner le bruit cellule. Dans certains cas particuliers pour des mesures de longue durée, cet équipement se complète d'un enregistreur.

La mesure de la sensibilité nécessite un appareillage électronique très précis.

Nous utilisons un amplificateur dont la partie amplificatrice se compose d'un tube double 12AX7, d'un tube penthode EF86 et d'un tube triode 6C4. (schéma figure 5-28).

L'élément triode d'entrée (a), monté en "cathodyne" réalise l'adaptation d'impédance de la cellule au reste du montage. La liaison avec le second élément (b) s'effectue par l'intermédiaire d'un atténuateur à quatre positions et d'un filtre coupe-bande accordé sur la fréquence du réseau. Ce second élément triode est monté en préamplificateur apériodique dont le gain est ajusté à l'aide d'une contre-réaction d'intensité réglable.

Le tube penthode EF85 recevant le signal du préamplificateur est utilisé en amplificateur à contre-réaction sélective à l'aide du filtre accordé N2. L'étage de sortie, tube 6C4, est monté en adaptateur à charge cathodique et réalise uniquement l'adaptation avec les circuits d'utilisation.

La chaîne filament est portée à un potentiel de + 25V par rapport à la masse, afin de diminuer le bruit de fond parasite dû à l'entrée de l'amplificateur.

Les caractéristiques générales de l'amplificateur de mesures sur banc sont les suivantes :

Fréquence d'accord = 400 cs
Bande passante à 3 db = 15 cs
Gain total = 1000 (60 db)
Atténuation à F = 50 cs = 60 db
Résistance de charge cellule = 0,1 - 0,25 - 0,5
0,75 - 1 - 2 - 5 Mégohms.

Tension d'alimentation cellule :

85V - 40V - 20V - 3V -

Atténuateur par positions de 20 db en 20 db :

0 db - (1)
20 db - (1/10)
40 db - (1/100)
60 db - (1/1000)

Dynamique maximum d'entrée : 80 db.

La lecture du signal de sortie est effectuée sur un millivoltmètre Philips du type GM.6015 associé à l'amplificateur.

Un contracteur permet d'introduire en série dans l'alimentation de la cellule, un galvanomètre pour la mesure de la résistance d'obscurité.

Pour les mesures de sensibilité l'emploi de l'ampoule à filaments de tungstène permet des mesures rapides. On utilise une ampoule du type 6,3 volts 0,1 Amp. placée à 1,50m et dont on peut régler l'intensité lumineuse.

La surface du détecteur étant un des principaux paramètres de la mesure, il est assez difficile d'évaluer avec exactitude la surface d'une cellule car les électrodes peuvent être plus ou moins écartées et de longueurs variables. Il est préférable de délimiter cette surface par un diaphragme de 2mm de diamètre qui vient se placer juste contre la surface sensible du détecteur.

Le processus de la mesure se décompose de la façon suivante :

1/ Mesure de la résistance d'obscurité de la cellule, celle-ci devant se situer entre 0,7 et 3,5 mégohms pour une température ambiante de 22°C.; rappelons que la résistance varie dans le rapport de 2 à 1 pour une variation de température ambiante de l'ordre de + 30°C.

2/ Mesure du bruit cellule. La cellule étant alimentée en tension avec une résistance de charge en série, d'une valeur ohmique sensiblement égale à celle de la résistance d'obscurité de la cellule elle-même, on mesure le signal de sortie qui doit se situer entre 10 et 25 mV, ce qui représente un bruit cellule de 10 à 25 μ V.

3/ On irradie la cellule par le flux modulé émanant de la lampe et l'on mesure l'amplitude du signal de sortie qui est une fonction directe de la sensibilité absolue du détecteur.

4/ On détermine le rapport Signal/Bruit, ce résultat classant la cellule dans sa catégorie définitive suivant les normes ci-après :

Rapport. S/B de 150 à 500 - Cellules de classe A (moyennes)
Rapport. S/B de 500 à 800 - Cellules de classe B (bonnes)
Rapport. S/B supérieur à 800 - Cellules de classe spéciale (très bonnes), réservées aux équipements de mesure sensible.

CHAPITRE VI

APPLICATIONS

VI - 1 - CORPS NON NOIRS - CONDITIONS DE MESURE

a) Radiations des corps non noirs, corrections
b) Matériaux, ambiance

VI - 2 - DENSITOMETRIE

Mesures fixes ou en "continu"

VI - 3 - SOURCE MODULEE

Protection, barrages I.R.
Télégraphie
Balises I.R. , anticollision, repérage par écho I.R.

VI - 4 - PYROMETRIE

Mesure des températures en continu
Circuits de compensation - dérives
Echelle linéaire de mesure
Contrôle et applications

VI - 5 - LOCALISATION DE SOURCES I.R.

Repérage, discrimination dans milieu hétérogène
Contrôle des flammes à distance
Atterrissage en I.R. sur balises d'approche - aérodromes
Visualisation de mobiles, chars à 1 Km.
Guidage et télécommande d'engins antichars etc..

VI - 6 - AUTOGUIDAGE

Autodirecteurs pour engins
Guidage en poursuite
Guidage en correction de trajectoire.

CHAPITRE VI

APPLICATIONS

CORPS NON NOIRS - CONDITIONS DE MESURE

RADIATION DES CORPS NON NOIRS - Les corps sur lesquels nous ferons des mesures ne seront pas des corps noirs. Leurs facteurs d'absorption et d'émission monochromatique $\alpha\lambda$ et $\mathcal{E}_\lambda$ sont inférieurs à 1 et ils varient avec λ .

Un autre inconvénient est qu'ils s'écartent de la loi de LAMBERT : ces facteurs, pour une longueur d'onde et une température donnée dépendent de l'angle φ que la direction du rayonnement fait avec la normale à la surface. Dans la pratique on devra donc définir ces facteurs par deux indices λ et φ et considérer des "indicatrices" d'émissivité.

La définition de ces facteurs s'exprime, comme plus haut (chapitre 11)

$$\mathcal{E}_{\varphi\lambda T} = \alpha_{\varphi\lambda T} = \frac{\ell_{\varphi\lambda T}}{L^\circ_{\lambda T}} \qquad \text{VI-1}$$

$$\mathcal{E}_{\varphi T} = \alpha_{\varphi T} = \frac{\int_0^\infty \ell_{\varphi\lambda T}\, d\lambda}{\int_0^\infty L^\circ_{\lambda T}\, d\lambda} = \frac{\int_0^\infty \mathcal{E}_{\varphi\lambda T}\, L^\circ_{\lambda T}\, d\lambda}{\int_0^\infty L^\circ_{\lambda T}\, d\lambda} \qquad \text{VI-2}$$

$\ell_{\varphi\lambda T}$ étant la luminance énergétique du corps pour la longueur d'onde λ et la température T , dans la direction faisant un angle φ avec la normale.

Pour la plupart des corps, $\mathcal{E}_\varphi$ varie peu dans un domaine angulaire de l'ordre de 60 à 70° autour de la normale et dans lequel on peut appliquer la loi de LAMBERT approximativement, et qui permet de définir les facteurs d'émission moyens. D'ailleurs dans les applications générales, les mesures sont faites de préférence en visée normale, ou sensiblement et non exagérément oblique .

Le rayonnement spectral émis par ces corps, implique une autre remarque : les facteurs $\alpha\lambda$ et $\mathcal{E}_\lambda$ varient avec λ et les isothermes sont déformés. Leur maximum peut de ce fait se placer à une λ inférieure à la longueur d'onde λ_m du maximum du corps noir.

Ainsi par exemple (fig. VI-1) pour le tungstène chauffé à 2500°K , la courbe ℓ_λ (isotherme) est très en dessous de L°_λ du corps noir à cette température et $\alpha\lambda$ varie entre 0,3 et 0,18 ; son maximum se trouve à une λ plus élevée que celui de L°_λ .

Dans le domaine des corps non noirs, il existe à l'extrême des corps tels que papier, plâtre, chaux, tissus, qui ont un facteur d'absorption très faible dans l'ultraviolet et le visible et croit fortement dans l'infrarouge.

Ils ne sont "blancs" avec $\mathcal{E}\lambda \sim 0$, que dans une faible portion du spectre et font partie des corps gris dans lesquels en général $\mathcal{E}\lambda$ ne dépend pas de λ et la courbe de répartition spectrale dans l'infrarouge peut se déduire pratiquement de la courbe du corps noir par simple réduction des ordonnées dans le rapport $\mathcal{E}$.

Toutefois $\mathcal{E}$ varie avec l'angle φ d'émission et la loi de LAMBERT n'est pas vérifiée. On obtient des courbes du genre de celles représentées fig. 6-2 dans laquelle le cercle de rayon 1 représente le cas du corps noir, les autres courbes correspondant à des corps d'indice n entre 1 et 3 .

Pratiquement, dans le cas des corps isolants par exemple, tant que $n \leqslant 3$ l'émission est au moins 75% de ce qu'émet le corps noir à la même température.

Pour les corps conducteurs, métalliques par exemple, les facteurs d'émission et de réflexion dépendent beaucoup de l'état de surface.

Avec DRUDE on peut donner pour des métaux bien polis et dans l'infrarouge le facteur de réflexion normal :

$$\rho_{0\,\lambda_1=1} = \frac{2}{n}$$

avec $n = C\sqrt{\gamma\tau\mu}$

C étant la vitesse de la lumière = 3.10^{10} cgs
γ la conductibilité électrique en unités électromagnétiques
τ la fréquence de la radiation = $\frac{\lambda}{c}$
μ la perméabilité du milieu.

Dans l'infrarouge $\mu = 1$, même pour les métaux ferromagnétiques et en exprimant γ en unités pratiques (multipliant γ en uem cgs par 10^{-9}) ,

$$\rho_{0\lambda} = 1 - \frac{2\sqrt{c}}{c\sqrt{\gamma . 10^{-9} . \lambda}} = 1 - \frac{0{,}365}{\sqrt{\gamma\lambda}} \qquad \text{V1-3}$$

d'où

$$\varepsilon_{0\lambda} = 0{,}365\,(\gamma\lambda)^{-1/2} = \frac{\rho_{0\lambda}}{L^{\circ}\lambda}$$

En remplaçant $L^{\circ}\lambda$ par sa valeur tirée de la loi de WIEN (chap.11) on obtient la formule d' ASCHKINASS

$$\rho_{0\lambda} = 0{,}365\,(\gamma\lambda)^{-1/2} \cdot \frac{C_1\,\lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$$

$$\rho_{0\lambda} = 0{,}365\,(\gamma)^{-1/2} \cdot \frac{C\,\lambda^{-5{,}5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \qquad \text{V1-4}$$

Le terme en λ^{-5} de la formule du corps noir (chap.11) est remplacé par un terme en $\lambda^{-5,5}$. On voit la difficulté déjà, pour ce cas particulier des métaux polis, de donner par le calcul une signification en valeur absolue aux grandeurs mesurées, même dans l'angle où la loi de LAMBERT n'est pas sensiblement modifiée.

Pour retrouver une loi analogue à la loi de STEFAN (chap.11), donnant la luminance énergétique totale, il faut calculer l'intégrale

$$l_0 = \int_0^\infty l_{0\lambda}\, d\lambda$$

En posant comme au chapitre 11 $\frac{C_2}{\lambda T} = x$ il vient

$$l_0 = 0{,}365 \cdot \gamma^{-1/2} \cdot C_1 \left(\frac{T}{C_2}\right)^{4,5} \int_0^\infty \frac{x^{3,5}\, dx}{e^x - 1} \qquad \text{V1-5}$$

L'intégrale a pour valeur numérique 12,27 .

D'autre part, pour les métaux purs $\gamma = \frac{\gamma_0}{1+\alpha t} = \gamma_0 \cdot \frac{273}{T}$

γ_0 étant la conductibilité à 0°C.

D'où finalement en remplaçant C_1 et C_2 par les valeurs

$$l_0 = 0{,}0642.10^{-12}\, \gamma_0^{-1/2}\, T^5 \qquad \text{Watt/cm}^2\text{. sd .} \qquad \text{V1-6}$$

On voit que cette formule diffère de la loi de STEFAN

$$L^0 = \frac{\sigma}{\pi} T^4$$

d'une part par la valeur du coefficient valant $0{,}0642.\gamma_0^{-1/2} \cdot 10^{-12}$ au lieu de $\frac{\sigma}{\pi} = 1{,}82.10^{-12}$, et d'autre part par le terme en T^5 au lieu de T^4 .

Les facteurs d'émission des métaux sont beaucoup plus faibles que celui du corps noir.

Les valeurs de ε_0 ou α_0 , se déduisent de V1-6 :

$$\alpha_0 = \varepsilon_0 = \frac{l_0}{L^0} = 0{,}0360\,(\gamma_0)^{-1/2} \cdot T \qquad \text{V1-7}$$

Nous ne considèrerons pas ici la distribution avec l'angle car les mesures sont rarement faites en forte oblique.

Dans l'application à la pyrométrie où l'on mesure la température des métaux par exemple, les facteurs d'émission totaux, en fonction de la température absolue sont encore très différents selon, pour un même métal, par exemple le fer, qu'il est poli électrolytiquement ou mécaniquement, qu'il est tourné au tour, qu'il s'agit de tôle laminée ou de fonte oxydée et pour chacune de ces présentations les facteurs diffèrent encore, selon la température.

De plus, d'autres conditions peuvent modifier la valeur du facteur $\mathcal{E}$: ainsi par exemple, on peut observer qu'une couche d'huile de 25 μ d'épaisseur fait passer le facteur $\mathcal{E}$ du Nickel de 0,04 à 0,27 . Les calculs théoriques des facteurs d'émission des surfaces métalliques sont donc sujets à beaucoup d'incertitude et l'emploi de la méthode de mesure proposé permettra d'apporter des correctifs aux calculs.

MATERIAUX OPTIQUES - CONDITIONS D'EMPLOI DES CELLULES

Les cellules au Sulfure de Plomb que nous utilisons et dont la partie sensible est quasi ponctuelle, recevront l'énergie à détecter, associées à des filtres ou des systèmes optiques. Les matériaux à employer devront laisser passer les radiations de 1 à 3 μ pour la détection dans toute la plage de sensibilité et par exemple dans un cas simple le détecteur sera associé à une lentille captant l'énergie d'un cône solide de base de 50 mm de diamètre pour la concentrer sur la partie sensible de 1 mm de diamètre, de la cellule.

Ce système optique simplifié (une seule lentille) peut suffire dans bon nombre d'applications où la définition relative en finesse est compensée par l'excellente transmission du matériau employé par rapport à un objectif à 5 ou 7 lentilles très corrigé mais de transmission bien moindre.

La définition d'une lentille en silice fondue est meilleure que 0,1mm pour une focale suffisante (100 mm) et sa transmission est de 90% dans la bande spectrale de la cellule.

Pour des applications particulières où une focale plus longue ne permet pas de reprendre suffisamment d'énergie au cours de chemins optiques complexes, une lentille supplémentaire à focale très courte, de petit diamètre peut être employée mais on préfèrera souvent un "cône à lumière" (fig. 6-3) réalisé en acier poli, à angle suffisamment petit, pour concentrer l'énergie sur la cellule.

Enfin au lieu de systèmes à lentilles, les miroirs sont des solutions souvent plus faciles puisqu'ils ne font intervenir que les pouvoirs réflecteurs. Nous n'insisterons pas ici sur ces questions technologiques qui seront évoquées dans les descriptions de matériels expérimentaux.

TRANSMISSION DU MILIEU - Une grande attention doit être apportée à la transmission du milieu ambiant, entre la source de radiations et le détecteur. Ces considérations ont un caractère général commun à toutes les mesures à distance, mais peuvent être classées en deux catégories : les mesures de loin, avec l'atmosphère comme milieu ambiant et les mesures de près sur des fours avec des gaz très chauds.

Les gaz absorbent très peu dans le milieu visible mais à la température des fours, l'importance de leur rayonnement est très grande.

A la différence des solides qui montrent un spectre continu, les gaz possèdent un spectre de raies ou de bandes caractérisant la région d'échanges d'énergie et dont on doit tenir compte dans les fours industriels pour des gaz comme CO_2, H 2O, CO, CH4, SO_2, etc..

Nous avons vu chapitre 11 que l'absorption à travers une couche d'épaisseur ℓ , pour un rayonnement monochromatique était :

$$\phi_{\ell\lambda} = \phi_{0\lambda} \cdot e^{-x_\lambda \ell} \qquad \text{V1-8}$$

avec x_λ , coefficient d'absorption

$$\alpha_\lambda = 1 - e^{-x_\lambda \ell}, \quad \tau = e^{-x_\lambda \ell}$$

pour une tranche d'épaisseur dx , on a

$$\alpha = 1 - e^{-x_\lambda dx} \quad \text{et} \quad \alpha dx = x_\lambda \cdot dx \qquad \text{V1-9}$$

(en s'arrêtant au deuxième terme du développement en série de l'exponentielle).

Dans le cas des gaz, x_λ dépend de la nature du gaz, de son état d'excitation, de la température, de la pression. L'absorption étant un phénomène moléculaire, le coefficient x_λ doit être proportionnel au nombre des molécules présentes par unité de volume, c'est à dire à la pression.

Avec BEER on a, à température constante :

$$x_{\lambda p} = x_\lambda \frac{p}{p_0} \qquad \text{V1-10}$$

p_0 étant une pression de référence (par exemple la pression normale),
x_λ restant fonction de la température,
p représente la pression partielle du gaz considéré .

On peut écrire dans ces conditions :

$$\alpha_\lambda = 1 - e^{-x_\lambda \frac{p}{p_0} \ell} = 1 - e^{-x_{0\lambda} \cdot p \cdot \ell} \qquad \text{V1-11}$$

Le facteur d'absorption pour un gaz donné à une température donnée est fonction du seul produit $p\ell$.

Mais la loi BEER ne constitue qu'une première approximation et certains gaz s'en écartent assez fortement.

Les gaz enflammés provenant de la combustion de combustibles gazeux s'effectuant sans apparition de particules solides en suspension ont un facteur d'émission faible limité également à des bandes tandis que les gaz comportant des particules solides en suspension et portées à l'incandescence ont un spectre continu.

Les flammes renfermant en suspension de très fines particules de carbone résultant par exemple du cracking des hydrocarbures légers au cours de la combustion, sont semi-transparentes, diffractantes en même temps que rayonnantes tandis que les flammes à grosses particules (combustion du charbon pulvérisé ou d'hydrocarbures lourds pulvérisés) peuvent être considérées comme opaques au rayonnement.

Nous n'étudierons pas ici les facteurs d'émission ou de rayonnement de ces diverses sortes de flammes, car dans les applications de leur détection à distance, on s'efforce plutôt de rechercher leur contrôle en intensité relative, d'autres méthodes étant plus directement indiquées pour les mesures de leurs facteurs propres.

TRANSMISSION DE L'ATMOSPHERE - A petite distance, du fait que des correctifs importants sont déjà à apporter aux corps non noirs à mesurer, on considèrera avec moins d'attention pour bon nombre de réalisations, l'absorption de l'atmosphère, mais dès que l'on veut détecter ou repérer des sources en infrarouge en "extérieur", par exemple dans des conditions de temps brumeux ou même clairs, à 1 Km et plus, l'absorption de certains éléments de l'atmosphère prennent une grande importance.

Par temps clair, en l'absence de brouillard, il y a la diffusion provoquée par les molécules gazeuses de l'atmosphère et également par les particules de poussière et de fumée en suspension dans l'air, plus spécialement au voisinage du sol ; il y a également l'absorption sélective des gaz et vapeurs présents dans l'atmosphère, principalement la vapeur d'eau.

En ce qui concerne la diffusion, si l'on tient compte de ce que les particules diffusantes sont petites par rapport à la longueur d'onde des radiations incidentes, les calculs de RAYLEIGH sont applicables : l'affaiblissement du flux incident pour une distance x , se produit suivant une loi exponentielle :

$$E = E_0 \cdot e^{-\mathcal{E}^* x}$$

Ici $\mathcal{E}^*$ est le coefficient de diffusion spectrale, dépendant de la longueur d'onde λ du rayonnement incident, du nombre N de particules par unité de volume et du volume V de ces particules.

$$\mathcal{E}^* \sim \frac{1}{\lambda 4} N V^2$$

Pour une longueur d'onde double, il est donc 16 fois plus petit, sans tenir compte de l'affaiblissement supplémentaire dû à l'absorption.

Du fait que $\mathcal{E}^*$ est également proportionnel à NV^2 , il s'ensuit que l'intensité de rayonnement diffusée est d'autant plus grande que pour un volume total NV , donné des particules, celles-ci sont plus grosses, car le volume intervient par son carré, tandis que le nombre n'intervient que linéairement.

En outre, la diffusion croît comme la 6ème puissance du rayon des particules.

C'est sur cette loi de λ^{-4} que furent fondés les espoirs que l'on avait mis sur les rayons infrarouges en se basant sur leur plus grande pénétration dans l'atmosphère.

Cette loi concorde en fait remarquablement bien avec les résultats expérimentaux, par exemple en mesurant la diffusion moléculaire à haute altitude ou la diffusion par la brume est négligeable, on obtient avec une bonne approximation une valeur correcte du nombre d'Avogadro, mais pour que cette loi reste valable il faut que les dimensions des particules diffusantes restent négligeables.

La théorie de Lord RAYLEIGH explique encore d'autres phénomènes optiques liés à l'atmosphère, comme la couleur bleue du ciel et la couleur rouge du soleil levant ou couchant. La portion bleue et violette, de courte longueur d'onde, du spectre visible est en fait sensiblement plus diffusée que la région rouge de grande longueur d'onde, si bien que les portions bleue et violette du rayonnement solaire s'étalent sur tout le ciel, et causent par suite sa coloration bleue. D'autre part, les rayons solaires, quand le soleil est bas sur l'horizon, doivent traverser une couche dans laquelle les rayons rouges subissent une diffusion sensiblement plus faible, et par suite subsistent, ce qui donne au soleil sa coloration rouge. Au voisinage de la surface terrestre une diffusion par les particules de poussière et de vapeurs, s'ajoute à la diffusion par les molécules gazeuses, si bien que la loi de RAYLEIGH commence à perdre sa validité dans la région visible du spectre. Comme les dimensions de la plupart de ces particules sont toujours inférieures à 1μ , cette loi est encore valable dans l'infrarouge proche jusqu'au voisinage de 1μ avec une certaine approximation.

En ce qui concerne l'absorption sélective, dûe particulièrement aux bandes de la vapeur d'eau, elle est malheureusement très intense dans la région de l'infrarouge.

De nombreuses études ont été faites sur la transparence de l'atmosphère (70-71-72), tenant compte de la vapeur d'eau et de l'acide carbonique, principaux facteurs.

Des mesures faites en laboratoires (70) et sur des bases de 1 Km en extérieur, mettent en évidence les bandes d'absorption dûes à la vapeur d'eau et au gaz carbonique . Une courbe de transmission typique est représentée sur la figure 6-4 .

Les zones de transparence relative sont les suivantes :

1 à 1,3 μ 1,5 à 1,75 μ 2 à 2,5 μ 3,5 à 5 μ 8,5 à 14 μ (70, 72).

On remarquera la plage de 2 à 2,5 μ, intéressante pour le PbS .

Dans le cas d'atmosphère brumeuse ou de brouillards, les radiations traversant le milieu sont affaiblies exponentiellement tandis que les rayons diffractés en dehors de leur trajectoire normale créent un voile et une baisse de contraste .

La brume et le brouillard sont constitués par des goutelettes.

Dans le cas de très grosses goutelettes on peut les considérer comme de petits disques opaques aux radiations en question et en faisant l'hypothèse, toujours valable dans l'atmosphère, que l'intervalle moyen des goutelettes du brouillard est grand par rapport au diamètre moyen des particules, on obtient le coefficient de diffusion $\mathcal{E}^*$ sous la forme de section droite de toutes les N - particules de rayon ρ i , contenues dans l'unité de volume :

$$\mathcal{E}^* = \pi \sum_{i=1}^{i=N} \rho_i^2$$

La diffusion ne dépend donc plus ainsi de la longueur d'onde, c'est le cas du brouillard extrêmement dense, prêt à tomber en pluie, qui devient à peu près opaque à toutes les radiations. La pluie est un cas particulier qui rentre dans cette catégorie et on peut souvent se rendre compte de l'existence d'une telle diffusion indépendante de la longueur d'onde dans le cas d'un ciel ouvert, notamment quand on peut tout juste discerner un disque solaire d'un blanc laiteux. La coloration blanche du soleil indique que, dans ce cas, la fonction représentant la diffusion est, tout au moins dans le domaine visible, indépendante de la longueur d'onde.

Dans ce phénomène de diffusion par de très grosses goutelettes espacées, les radiations sont alors réfléchies par les particules diffusantes comme si c'étaient de petits disques. Il en résulte que c'est la section droite des disques c'est à dire le carré des rayons des disques, qui est essentiellement responsable de la diffusion. Nous retrouverons ici le domaine de l'optique géométrique avec les lois normales de la réflexion.

Le cas, rencontré fréquemment en pratique, où les particules diffusantes ont des dimensions de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, est nettement plus difficile à étudier. Dans ce cas, une théorie de la diffusion de la lumière doit tenir compte de la forme et des dimensions des particules diffusantes.

Une étude théorique générale de ce problème a été faite par G. MIE. Un développement de sa théorie pour le cas de particules plus grossières a été entrepris par G. JOBST, qui pouvait s'appuyer ici sur des travaux de P. DEBYE.

Tandis que JOBST effectuait une sommation algébrique des séries, A. STRATTON et H.G. HOUGHTON en entreprenaient l'exploitation numérique, et ce dans le cas intermédiaire où les particules ont un diamètre de l'ordre de la longueur d'onde, pour obtenir plus précisément des valeurs exactes de la diffusion. On obtient ainsi une fonction représentant la diffusion sous la forme du rapport "rayon des particules/longueur d'onde" $(2\pi(\rho/\lambda))$.

Dans la région des courtes longueurs d'onde, dans laquelle la longueur d'onde est petite par rapport au rayon des gouttes, la diffusion ne dépend pas de la longueur d'onde. Elle est fonction du carré du rayon des particules, c'est à dire qu'elle croît proportionnellement à la section. Si l'on passe de $\rho = 0,2\mu$ à $\rho = 60\mu$, c'est à dire multiplié par 300, le coefficient de diffusion se trouve multiplié par 90.000 ($=300^2$).

Quand la longueur d'onde croît, on atteint la région de transition dans laquelle le rayon des particules et la longueur d'onde sont du même ordre de grandeur. C'est dans cette région que se rencontrent les irrégularités dans la diffusion calculée par STRATTON & HOUGHTON.

Pour $\lambda = \rho$ on obtient un coefficient de diffusion maximum. Ce fait fournit une base utile pour le calcul des dimensions des particules efficaces dans le cas d'une turbidité donnée, car la longueur d'onde correspondant à la diffusion maximum peut être considérée comme ayant une valeur égale au rayon des particules les plus nombreuses diffusant la lumière.

Pour $\lambda > \rho$, la diffusion diminue à nouveau. Aux environs de $\lambda = 2\rho$, on entre dans le domaine de RAYLEIGH avec une décroissance proportionnelle à λ^{-4}.

Il ressort de ces considérations que pour détecter les radiations infrarouges lorsque la brume contient des particules de rayon inférieur à $0,4\mu$ on peut utiliser des détecteurs sensibles jusqu'à $1,3\mu$

Pour des particules de rayons supérieurs à $\rho = 0,4\mu$ et jusqu'à $0,8\mu$, on pourra utiliser des détecteurs sensibles jusqu'à 3μ.

Au delà de ces dimensions de gouttelettes, le brouillard devient très opaque et si pour des gouttelettes de 2μ par exemple des détecteurs sensibles à des longueurs d'onde dépassant 15μ pourraient théoriquement être utilisés, la richesse en vapeur d'eau de telles atmosphères vient dans la pratique interdire leur emploi par sa bande d'absorption corresmondante au delà de 14μ.

La pénétration des brouillards très épais est réservée aux ondes hertziennes ultra courtes, sortant d'ailleurs du cadre de notre étude.

Si l'on veur appliquer les considérations théoriques qui précèdent à la pénétration du brouillard naturel, il faut tout d'abord déterminer quelles sont les dimensions de gouttelettes de ce brouillard sur lesquelles on devra se baser. Les rayons des gouttelettes rencontrées dans les brouillards naturels s'étagent entre 1μ et 60μ. Les gouttelettes de rayons dépassant 25μ y étant déjà rares et les gouttelettes de rayons dépassant 60μ tombant sur le sol sous forme de pluie. On voit donc qu'il n'est pas utile d'utiliser des détecteurs sensibles aux grandes longueurs d'onde, puisque lorsqu'on s'approche de

10 μ , l'opacité devient presque totale aux infrarouges et les compromis les plus favorables se situeront donc entre le visible et cette limite et de plus, dans les "trous" d'absorption de la vapeur d'eau, soit entre 2 ou 3 μ par exemple, ou 3,5 à 5 μ , en ne recherchant que la détection au travers de brouillards faibles et moyens, ce qui peut déjà permettre d'importantes réalisations.

MESURES DIRECTES NON QUALITATIVES - Un très grand nombre d'applications des détecteurs infrarouges a été proposé pour des contrôles divers, sans recherche de la valeur de la température absolue de la source, soit qu'il s'agisse de méthodes en "tout ou rien" pour le tri d'objets, la commande à distance etc ... Nous ne nous arrêterons pas sur ces travaux largement décrits par ailleurs.

Une application particulière du détecteur au PbS cependant peut être citée, c'est la densitométrie. Nous avons réalisé un densitomètre utilisant divers types de détecteurs dont le PbS, pour l'étude par transparence de solutions (73), donnant à 1% près des mesures rapides de 0 à 100% de transmission de liquides dans des cuves de 0,5cc. entre 1 et 3 μ .

Nous avons étudié également l'emploi du PbS pour la densitométrie des pellicules photographiques en continu, dans l'obscurité, sans les voiler, et réalisé divers appareils.

Sur la figure 6-5, nous donnons la transparence relative des différentes couches sensibles, halo, antihalo etc .. déposées sur des pellicules photographiques courantes.

Le schéma figure 6-6 montre le principe de la mesure : un lecteur constitué par une source lumineuse (filament de tungstène à 2000°K environ, puissance 0,5 watt), masquée par un filtre ne laissant passer que les radiations de 2 à 3 μ , et un système optique, projette un spot fin de 0,1 mm de diamètre sur la pellicule.

La cellule PbS détecte les radiations traversant le film et l'ensemble du lecteur peut se déplacer pour que le spot explore de a à b par exemple . On peut vérifier ainsi que les différentes couches sont bien déposées à la distance voulue, qu'elles ont bien l'épaisseur voulue et asservir un contrôle ou une régulation automatique du dépôt, en défilement continu.

Nous avons également réalisé un autre équipement qui projette l'image d'une ligne (figure 6-6b), de telle sorte qu'en défilement continu on observe sur un oscillographe cathodique les défauts, irrégularités de toute la bande délimitée par c d.

L'importance des irrégularités permet d'arrêter une fabrication défectueuse et de contrôler les variations lentes de densité en même temps que les irrégularités qui apparaissent comme un "bruit de fond" sur l'oscillographe .

La figure 6-6,c., montre le schéma de principe d'un équipement pour l'analyse en continu des défauts sur pellicules photographiques.

Naturellement ces mêmes dispositifs peuvent servir à des mesures en continu sur des liquides ou des gaz par exemple.

En découpant ou modulant en intensité la source de rayonnement on peut réaliser des détections sélectives de nombreuses sortes. Une d'entre elles dont l'intérêt découle du peu d'énergie nécessaire, est le barrage infrarouge avec la possibilité de masquer la partie visible du rayonnement.

La modulation en intensité d'un filament de tungstène ne peut se faire qu'à des fréquences très basses et d'autant plus basses que la source est puissante.

Nous avons tracé la courbe de l'énergie rayonnée par un filament de tungstène d'une ampoule de 30 watts (6 volts) alimentée par un contact alternativement ouvert et fermé, à la cadence de 1 cycle par seconde (fig. 6-7).

Cette courbe a été tracée avec deux cellules différentes : photoconductrice au PbS (notre fabrication), et photovoltaïque au Sélénium (Westaphot).

On notera que pour les radiations de fréquences les plus élevées, le filament n'arrive pas à son régime (Westaphot : sensiblement courbe de l'oeil), tandis que pour le PbS, on atteint 70% du maximum en 1/6° de seconde environ.

Il est donc possible de réaliser un alternat à 3 c.s. dans de bonnes conditions d'utilisation, avec un filament de cette importance calorique.

Nous avons d'ailleurs réalisé (74) un dispositif utilisant le clignotement d'une ampoule à filament dans des conditions énoncées, pour actionner à distance une signalisation (remplacement des avertisseurs de dépassement pour automobiles), dans lequel chaque impulsion charge un circuit à constante de temps approprié, de telle sorte que l'accumulation de plusieurs charges successives déclenche un avertissement (5 à 8 charges, 2 secondes), alors que le détecteur est insensible aux éclairements continus ou ératiques.

Mais dans un autre ordre d'idée, il est possible de moduler des filaments de faible puissance avantageusement, à des fréquences bien plus élevées.

Une ampoule de 6 v 0,1 A. modulée à 180 c.s. transmet une énergie continue (inertie calorique) de 90% environ et modulée dans la bande spectrale du PbS (1 à 3 μ), de 10% .

Cette faible modulation suffit pour être facilement détectée par des matériels simples, à plus de 500 mètres avec un rapport S/B de 10 .

Ceci nous a permis de réaliser des équipements de protection de régions pétrolifères par exemple, en imbriquant des faisceaux invisibles comme des fils de clôture.

La figure 6-8 montre un équipement à une voie dont le projecteur est constitué par une ampoule de 6 v0,1 A. alimentée par un oscillateur à 90pp.s. et fournissant une ondulation à 180p p.s. . La partie visible de l'émetteur est masquée par un verre manganal.
Le projecteur est un paraboloïde de phare d'automobile.

A la réception, la cellule est reliée à un amplificateur sélectif accordé sur la fréquence 180p.p.s. et toute modification du faisceau par interposition d'une source d'une autre fréquence ou par un objet, déclenche une alerte qui est maintenue par un circuit à constante de temps, même si l'ocultation a été brève.

La faible énergie nécessaire permet à ce dispositif simple de fonctionner sur batterie ou accumulateur tampon et pendant longtemps, sans entretien, puisqu'il ne comporte pas de disque tournant, modulateur, moteur etc.. comme avec les dispositifs habituels qui nécessitent une forte modulation avec des cellules dont le maximum de sensibilité n'est pas dans cette plage.

Pour ajouter un exemple de lumière modulée d'un autre genre, indiquons une réalisation que nous avons effectuée et qui nous a permis, avec un détecteur au PbS, de faire des liaisons en télégraphie par temps sans visibilité optique, à plus de 8 Km., avec une source de 30 watts à l'émission et un matériel ultraléger, simple.

Sur la figure 6-9, on voit le schéma de principe et la réalisation de ce dispositif.
A l'émission, une ampoule de 6 volts 30 watts à filament de tungstène est déplacée dans l'axe d'un réflecteur parabolique du type phare d'automobile (ϕ =17 cm) par un petit moteur, de $\pm$ 1 mm environ, longitudinalement, à la cadence de 50 c.s. A chaque déplacement, le filament passe par le foyer de la parabole et le faisceau du rayonnement est le plus aigu à ce moment : en début et fin de course, il est dispersé et un détecteur placé dans le faisceau aigu reçoit l'énergie modulée à 80 ou 85% environ de profondeur.

Le détecteur est au foyer d'un miroir de 10 cm de diamètre et relié à un amplificateur accordé sur 100 c.s. On peut observer à l'oscillographe les signaux détectés et un oscillateur à fréquence vocale est découpé par la présence ou l'absence du faisceau, commandé à l'émission à la cadence Morse, par le manipulateur et les volets.
Des filtres en verre manganal masquent les radiations visibles.

Ajoutons qu'un des deux ensembles émetteur-récepteur à lui seul, permet de réaliser une "anticollision" ou détecteur d'obstacle ou de surveillance. En effet, nous orientons l'appareil vers une maison ou un véhicule ; les radiations réfléchies sont reçues par le détecteur orienté sur le même axe que l'émetteur .

La distance, en détecteur d'obstacle, est naturellement considérablement réduite, elle est de l'ordre de 100 mètres pour un obstacle de 0,3 m^2 environ et pour la puissance et le système optique utilisés ici.

Avec des puissances suffisantes on pourrait réaliser des balises marines pour temps de brume sur ce principe, doublant les phares ou aidant l'entrée des ports ou pour la protection anticollision entre bateaux en mer .

PYROMETRIE - Industriellement, la mesure par voie optique des températures inférieures à 700°C pose des problèmes très complexes et peu de solutions sont apportées . La régulation et l'asservissement des équipements industriels sont réalisés dans la majorité des cas par des méthodes n'apportant pas toujours au problème une solution rationnelle.

Pour la mesure des températures inférieures à 700°C l'emploi de détecteurs sélectifs sensibles aux infrarouges (germanium : maximum de réponse à 1,7 μ - Sulfure de Plomb : 2,7 μ - Tellure de Plomb : 4 μ - Germanium dopé : 4 à 15 μ - Antimoine d'indium : 3 à 5 μ etc..), ne sont pas suffisamment stables pour être utilisés directement et sont habituellement employés simplement comme comparateurs de flux entre le corps chaud et une lampe tare, la tension d'erreur agissant sur un rhéostat électronique commandant le chauffage de la lampe jusqu'à l'égalisation des flux.

La mesure de température relative s'effectue par correspondance avec le courant de tarage lorsque l'équilibre est atteint. On applique ensuite un correctif à la mesure en fonction de la nature du corps mesuré, de son état de surface et autres facteurs pour évaluer sa température vraie.

De tels ensembles ne constituent pas un pyromètre à voie directe , ils sont coûteux et ont un temps de réponse très élevé. Leur emploi est limité au laboratoire et ils n'offrent pas de débouchés industriels importants.

Compte tenu des remarques que nous avons faites plus haut relativement au rayonnement des corps non noirs et qui s'appliquent à toutes les mesures pyrométriques dans la pratique, c'est à dire qu'il faut apporter un correctif à la mesure effective en fonction de la nature du corps mesuré, il est possible avec un détecteur sélectif comme le vise la méthode que nous avons exposée, de réaliser des équipements simples, à lecture directe et à temps de réponse réduit. Ceci permet des mesures en continu, des régulations et des asservissements d'ensembles (laminoirs, fours etc..) .

Un analyseur (figure 6-10) constitué par un système optique et le détecteur, est relié à un amplificateur et des circuits de compensation, puis à un appareil de mesure indiquant directement la température relative du corps visé par l'analyseur.

Le système optique comprend un filtre F (manganal), ne laissant passer que les radiations de 1 à 3 μ environ, puis un diaphragme D. et une lentille L. qui forme sur la partie sensible de la cellule PbS l'image de la surface à mesurer (un cercle de 0,8 cm^2 environ, à 1 mètre de distance).

Un disque modulateur m, entraîné par un petit moteur, M., et comportant des trous, découpe à 400 c.s. le rayonnement incident tombant sur la cellule.

Le diaphragme (à iris), peut être réglé pour tenir compte des correctifs à apporter selon le corps à mesurer et par tarage préalable sur un corps noir.

Un système de refroidissement R. permet au détecteur de ne jamais dépasser la température critique de + 40°C. (circulation d'eau, d'air comprimé ou effet Pelletier etc ..).

L'ensemble analyseur est monté dans un boitier étanche à la poussière.

Nous donnerons tout d'abord quelques caractéristiques expérimentales et résultats obtenus sur corps noir :

- Distance de mesure : 1 mètre
- Surface du corps noir : 0,784 cm^2
- Optique : silice fondue
  diamètre 50 mm
  focale 135 mm
- Cellule utilisée : Type D2 de notre fabrication
  (minimum détectable d'environ 5.10^{-12}W)
- Température ambiante : 20°C.
- Bruit de fond de l'amplificateur et de la cellule : 18 μ V
- Fréquence d'accord de l'amplificateur : 400 c.s.
- Bande passante totale de l'amplificateur : 15 c.s.

L'ensemble est convenablement protégé des radiations ambiantes parasites.

La cellule de détection est alimentée sous une tension continue de 45 volts. Sa résistance de charge est de 1 MΩ La tension alternative dûe au signal et développée aux bornes de la résistance est appliquée à l'entrée de l'amplificateur accordé, la mesure s'effectuant en sortie à l'aide d'un millivoltmètre Philips. Le signal est également observé sur un oscilloscope.

En direct, c'est à dire sans optique de concentration, la cellule utilisée ne détecte pratiquement le corps noir à 100 degrés que si elle est refroidie à une température de 0°C.

Avec l'interposition du système optique déterminé ci-dessus, la cellule étant à la température ambiante de 20°C., la détection commence lorsque le corps noir est à 50° .

Le tableau ci-après donne les résultats des mesures faites dans ces conditions avec des températures du corps noir de 50, 100 et 200° C. :

Température du corps noir (en degrés C)	Niveau du signal	Rapport Sig/Bruit
50°	Limite de détection	1,2
100°	180	10
200°	3.100	170

La stabilité est correcte et plusieurs mesures effectuées dans les mêmes conditions donnent des résultats comparables.

L'obtention de tels résultats permet d'envisager des réalisations industrielles pour mesures en continu à partir de 100°C. jusqu'à 800°C par exemple, en une seule gamme ou par commutation en 2 ou 3 gammes si l'on désire étaler les lectures sur des échelles plus grandes (par exemple 100-200, 200-400 et 400-800°C), mais pose quelques problèmes.

Les détecteurs au Sulfure de Plomb sont des éléments photoconducteurs présentant une résistance d'obscurité définissant leurs caractéristiques propres, et généralement comprise entre 0,1 et 10 M.Ω. Ils possèdent de plus, un coefficient de température négatif très important, comme nous l'avons vu. La résistance interne varie dans un rapport de 2 pour une température passant de 30° C. à 0° C.

Il faut donc un circuit d'adaptation tenant compte de ces conditions.

Sur le schema figure 6-11, ρ_1 représente la résistance variable sensible au rayonnement et ρ_2 la résistance variable sensible à la tempéra-

ture propre de la couche. La résistance interne ρ est donc définie par l'équation:

$$\rho = \frac{\rho_1 \cdot \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}$$

Si l'on admet que $\rho_1 \gg \rho_2$, on doit trouver dans le domaine de stabilité de la couche sensible, une variation linéaire de ρ. Des mesures effectuées entre - 10° et + 40° C. ont vérifié cette hypothèse.

De plus, ρ_2 représentant l'élément physique de la cellule, il est doté d'inertie thermique dont la valeur est fonction des dimensions de l'enveloppe et des conditions d'emploi. L'expérience montre en effet que pour une énergie rayonnée constante, le signal obtenu aux bornes de la résistance de charge ne se stabilise pas immédiatement mais affecte la forme représentée sur la figure 6-12.

L'action du flux rayonné sur la surface active a pour effet de faire varier ρ_1 dans le même sens qu'une élévation de température sur ρ_2

Le quotient de la variation apparente de la résistance interne sur sa valeur en obscurité est linéaire dans de grandes limites d'illumination de la surface sensible. ($\Delta\rho/\rho$ linéaire).

L'équation donnant la valeur de la tension développée aux bornes de la résistance de charge en fonction du flux rayonné est en partant de la formule générale ci-dessous :

$$\frac{dv}{df} = - \frac{E \cdot Rc \cdot d\rho}{(Rc + \rho)^2 \, df}$$

$$dv = \frac{E \cdot Rc \, d\rho}{(Rc + \rho)^2}$$

Dans le cas pratique de la valeur optimum de la résistance de charge $Rc = \rho$ nous avons :

$$dv = \frac{E \cdot d\rho}{4 \cdot RC}$$

Dans laquelle :
dV = Tension développée aux bornes de la charge
dp = Variation de résistance de la cellule
E = Tension d'alimentation
Rc = Résistance de charge.

Expérimentalement, nous avons observé sur plusieurs exemplaires de cellules au Sulfure de Plomb, une instabilité lorsque la température est portée à une valeur supérieure à 40°C. Très souvent le phénomène n'est pas réversible et l'instabilité constatée demeure lorsque l'ambiance est revenue à sa valeur primitive. Il y aura donc lieu de tenir compte de ce phénomène.

Le second paramètre influençant directement les mesures est la température ambiante ou du détecteur lui-même.

La compensation des variations possibles est donc nécessaire.

On peut envisager plusieurs solutions :

1/ Stabilisation de To ,

2/ Compensation par variation de la tension de la cellule à l'aide d'un élément à variation thermique (CTN par exemple) : il suffit de faire varier E en fonction inverse de dp dans le circuit d'adaptation pour avoir dV constant :

$$dV = \frac{E.dp}{4\,Rc}$$

3/ Faire varier le gain de l'amplificateur suivant une fonction inverse de To, à l'aide également d'un élément à variation thermique :

$$t = (F) - G.dv$$

L'expérimentation approfondie de chacune de ces trois méthodes n'a pas donné de résultats satisfaisants pour la raison fondamentale suivante : la compensation de la variation de température ambiante doit être effectuée en ne considérant uniquement que l'état thermique de la couche sensible : toute action extérieure à celle-ci étant sans effet valable.

Pour cela, reprenons le schéma d'adaptation (Fig. 6-11) : physiquement les deux termes ρ sont indissociables ; le signal modulé issu du découpage peut être considéré comme symétrique et les actions de ρ_1 et ρ_2 sont différenciables. En effet, dans un montage tel que celui de la figure 6-13, la capacité C est choisie de telle manière qu'elle présente à la fréquence considérée une impédance négligeable devant R_2 . L'ensemble est placé dans une enceinte climatique afin d'ajuster pendant l'essai la température ambiante à la valeur désirée .

Avec ce montage, en l'absence de signal rayonnant, la variation de la tension continue, aux bornes de R_2, suit une loi linéaire en fonction de la température. Pour une température ambiante fixe et une énergie modulée variable, la tension continue Uc, reste constante, la tension alternative Ua, varie suivant la loi représentée sur la figure 6-14 (courbe A) et la tension alternative suivant la courbe B, alors que Uc suit la courbe A, lorsque l'énergie modulée est fixe et la température ambiante variable.

Le schema de la figure 6-15 montre le circuit complet de compensation de température tenant compte de l'état thermique de la couche sensible de la cellule.

La tension continue Uc est appliquée comme polarisation variable du tube amplificateur et la tension alternative sur la grille de commande. Le tube électronique utilisé est un 12 Ax7 dont la loi de variation de la pente est sensiblement analogue à celle de la variation de Uc. Avec un choix convenable du rapport R1/R2 et de la tension de polarisation fixe, il est possible d'obtenir, pour une énergie absolue constante, une tension de sortie Us pratiquement stable dans les limites de température ambiante comprises entre -5 et +35°. La dispersion observée sur plusieurs cellules et sur plusieurs tubes différents dans les mêmes conditions n'a pas dépassé 3%.

Il apparaît ainsi que la base fondamentale des équipements de pyrométrie de ce type réside dans la compensation électronique des dérives de la couche photosensible des cellules utilisées. D'autres montages peuvent être imaginés, mais le principe de la compensation électronique restera le seul réellement valable.

Un des principaux avantages de ce système réside dans le fait que le vieillissement du détecteur se trouve automatiquement compensé puisqu'il produit un effet analogue à une variation de température de la couche.

La linéarisation de l'échelle de mesure est un deuxième point important.

L'énergie reçue par le détecteur est fonction de la puissance quatrième de la température à mesurer (°K.) et l'obtention d'une échelle linéaire pour des mesures pratiquement de 100 à 800°C. pose des problèmes.

Plusieurs méthodes ont été expérimentées, nous indiquerons une de celles qui représente le plus de souplesse et d'efficacité (figure 6-16).

Son principe consiste à faire varier le gain de l'amplificateur suivant une fonction inverse du niveau de sortie de celui-ci. Une tension continue négative, issue du signal est appliquée en polarisation sur la grille de commande d'un des tubes amplificateurs. On obtient ainsi une "dynamique" de près de 80 db rendant possible la mesure en une seule gamme des températures de 100 à 800°C. La linéarité est convenable, les défauts présentés étant dûs en majeure partie à la réponse spectrale de la cellule par rapport au point de mesure.

La courbe de la figure 6-17 représente la variation obtenue du courant d'un milliampèremètre de sortie, en fonction de la température mesurée, pour une échelle de 100 à 200°C. obtenue avec ce circuit simple.

La fréquence de découpage du flux incident et des circuits accordés doit tenir compte des possibilités de réponse de la cellule.

La courbe figure 6-18 représente la réponse en fréquence des cellules PbS moyennes. La fréquence de 400 c.s. choisie correspond à un compromis très favorable, la sensibilité du détecteur restant suffisante et les effets parasites dûs aux 50 c.s. du secteur, aisément éliminés.

La largeur de la bande passante de l'amplificateur est déterminée par un certain nombre de facteurs dont les principaux sont les suivants :

1/ Variations de la fréquence du modulateur. Bien que le moteur soit du type synchrone il est nécessairement "autodémarreur", ce qui signifie qu'il peut exister un certain glissement entre la fréquence du réseau et sa vitesse réelle. Pratiquement on peut admettre qu'une stabilité de vitesse de $\pm$ 5% (fréquence réseau - température ambiante agissant sur le moteur - degré d'usure de celui-ci etc..), représente une limite valable. Dans ces conditions, la variation de fréquence par rapport à Fo (400 cs) est de 20 Cs. Si l'on accepte une perte de niveau de 0,2 db (environ 2%), la réponse de l'amplificateur doit donc être pratiquement plate de 380 à 400 cs.

2/ Les niveaux des parasites industriels 50 cs. Ceux-ci sont difficilement définissables et dépendent beaucoup des conditions d'utilisation de l'appareil. En pratique on a observé qu'une atténuation minimum de 20 db à 50 cs était nécessaire pour ne pas être gêné par leurs effets.

3/ Il est difficile d'obtenir en série des amplificateurs basses-fréquence à bande passante très étroite et présentant des caractéristiques de stabilité et de reproductibilité suffisantes.

Dans le cas du 400 cs , une bande passante de 60 à 80 cs (à 3 db) peut être considérée comme une limite supérieure. Néanmoins, la surtension doit être suffisante pour filtrer correctement les harmoniques de la tension périodique d'entrée.
Compte tenu de ce qui précède, la bande passante à 3 db que nous avons expérimentée industriellement se situe entre 150 et 200 cs.

Le gain de l'amplificateur doit tenir compte de l'importance des signaux fournis par le détecteur et du bruit de fond des cellules.

Le bruit de fond des cellules au Sulfure de Plomb est notablement variable d'un exemplaire à l'autre, et pour la bande passante considérée il se trouve toujours largement supérieur au bruit de fond propre de l'amplificateur. Une valeur moyenne pouvant être admise se situe aux environs de 200 μ V. L'étage de sortie est en général chargé par un galvanomètre ou un enregistreur à courant continu. Pour le début de l'échelle de mesure, on peut admettre qu'une tension de deux volts est suffisante pour que tous les types de redresseurs pouvant être utilisés travaillent dans leur partie linéaire. D'autre part, un rapport S/B de 10 est admis comme étant un minimum acceptable en bas de

gamme. Dans ces conditions le gain global de l'amplificateur entre la cellule et la sortie utilisation est de :

$$G = \frac{2}{10 \times 210^{-4}} \approx 1.000$$

La figure 6-19 montre la réalisation pratique d'un pyromètre 100-800°C sur les principes qui viennent d'être décrits (75) et qui représente une des applications principales de la méthode proposée par le titre de ce travail.

LOCALISATION DE SOURCES I.R. - L'utilisation d'un détecteur très sensible au PbS, permet la réalisation d'appareils permettant la recherche et la localisation de sources I.R. ayant des caractéristiques données soit en température, ou en intensité, dans un milieu hétérogène complexe.

Par exemple on peut envisager un appareil détectant la présence à plusieurs kilomètres d'un char de combat, en plein jour, dans une ambiance où il y a déjà d'autres sources I.R. que celle constituée par la chaleur provenant de l'échauffement des tôles du char par le fonctionnement de ses moteurs.

Cet appareil peut servir à indiquer la direction du char par le guidage d'engins anti-chars mais aussi servir au guidage par télécommande de ces engins, en détectant l'énergie rayonnée par le propulseur ou par une source auxiliaire de rayonnement telle qu'une "flamme traceuse".

Enfin on peut détecter et contrôler les flammes de "torchères" ou cheminées de distilleries ou traitements, à plusieurs centaines de mètres de distance, pour fermer les vannes de distribution automatiquement si elles s'éteignent, la visée étant faite à distance de la flamme dans un milieu ambiant très variable : nuages, ciel lumineux et environnement.

Une autre application importante est la détection par temps brumeux des "balises" d'approche d'aérodromes et par un système d'analyse, de former une image (télévision I.R.) du champ, à l'avant de l'avion, de telle sorte que sur une glace à 45°, semi-transparente, on puisse "voir" artificiellement par réflexion, les balises, avant de les voir au travers, en direct, à une distance 4 fois plus courte et permettant ainsi de se poser au lieu d'avoir à abandonner la tentative, faute de les avoir "vues" à la distance limite de sécurité imposée.

Cette télévision I.R. permet de "visualiser" les sources I.R. de nuit, telles que circulation de véhicules, chars ou repères particuliers.

Nous avons réalisé des équipements dans les divers domaines évoqués ci-dessus en utilisant nos détecteurs au Sulfure de Plomb. Nous ne décrirons ici qu'un appareil simple, permettant l'analyse d'un secteur et la localisation dans un plan qui, modifié ou adapté aux différents problèmes, nous a permis d'effectuer un certain nombre des applications citées.

Sur le schéma de la figure 6-20 est représenté l'analyseur, composé d'un objectif, I, constitué par une lentille en silice fondue de 50 mm de diamètre et de focale F = 135 mm derrière laquelle un diaphragme, 2, peut être interposé. Ce diaphragme est en réalité constitué par des disques interchangeables comportant chacun des trous de diamètres différents. Entre l'objectif et le diaphragme se trouve un filtre, 40, qui ne laisse passer que les radiations de longueur d'onde comprise entre 1 et 3 μ .

Le système optique forme sur un écran, 3, l'image du champ dont les dimensions sont d'environ 20° en largeur et 5° en hauteur. Cette image est formée sur l'écran, 3, par l'intermédiaire d'un miroir, 4, qui peut pivoter sur l'axe, 5 .

Solidaire du miroir se trouve un levier, 6, qui, par une articulation, est entrainé en mouvement oscillant par un volant, 7, lui-même commandé dans sa rotation par le moteur, 8 .

Sur le même axe que le volant se trouve câlé, un condensateur variable, 9, qui sert à produire des signaux de référence.

Solidaire également du même axe, se trouve un disque, 10, sur lequel un secteur conducteur, 11, permet d'obtenir sur les contacts, 12 & 13, une impulsion de référence de fin de course du miroir.

Le cache, 3, est muni d'une fente dont la longueur, verticale dans le plan de la figure, délimite la hauteur du champ exploré. Celle-ci peut être réglée à volonté entre 1/2 et 5 degrés de champ, par le réglage d'un deuxième cache triangulaire, 14 . La largeur de la fente correspond à une portion latérale de 1/2° du champ. Le détail du réglage de la hauteur du champ exploré est représenté sur la figure (B), sur laquelle on voit le cache, 3, avec la fente verticale, 15, et le cache réglable, 14, avec la fente triangulaire, 16, . L'image du champ formée par l'objectif est représentée par le cercle, 17, et la partie qui sera analysée, délimitée par la hauteur de la fente, sera le rectangle, 18 .

Lorsque le miroir fait osciller l'image, 17, le rectangle, 18, va lui-même se déplacer alternativement de gauche à droite et de droite à gauche, sur la figure (B), de telle sorte que lorsqu'une source infrarouge se trouvera dans le rectangle, 18, une impulsion se produira sur la cellule photoélectrique qui capte les radiations passant par la fente, à chaque moment où, par le déplacement alternatif du miroir, la source infrarouge passera devant la fente.

Sur la figure 20 (c) on a représenté, à droite, la tension alternative de référence, 20, produite par le condensateur, 9, de la figure 20-A par l'intermédiaire des circuits électroniques associés, et en 21, la figuration dans le temps de l'impulsion produite par un signal infrarouge se trouvant dans le champ. En 22 et en 23, se produisent les contacts de fin de course d'exploration. Ces contacts permettent de synchroniser un oscillographe cathodique tel que, 24, sur lequel on peut également appliquer directement, pour le balayage latéral, le signal, 20 .

Il est possible également, par un commutateur électronique, de n'utiliser que la trace "aller" par exemple 22 et 23, et de supprimer sur l'oscillographe cathodique les signaux apparaissant pendant la trace de retour, par exemple de 23 à 25 .

L'oscillographe, 23, permet d'observer le signal détecté, 27, qui émerge du bruit de fond, 26. L'axe, 28, correspond à l'axe optique et l'écart, 29, définit la direction de la source infrarouge dans le champ par rapport à l'axe optique des visées.

L'impulsion, 27, produite par la cellule photoélectrique se déplace latéralement, par exemple en 30 ou en 31, lorsqu'on déplace la caméra d'analyse vers la gauche ou vers la droite.

Revenant à la figure 20-B on voit derrière le cache, 3, un miroir concave, 32, qui associé à un miroir conique ou "cône à lumière", 33, concentre en une tache limineuse de 1 mm de diamètre, sur la cellule, 34, l'énergie lumineuse passant au travers de la fente du cache, 3 .

La lentille a un diamètre de 50 mm, une focale de 135 mm. Le miroir oscillant est une plaque de verre aluminiée sur la face utilisée. La vitesse d'analyse est de 30 c.s., soit 60 explorations A.R./sec. La hauteur de la fente est réglable de telle sorte qu'il soit possible d'analyser une zone horizontale correspondant à un angle X compris entre 5° et 1/2° . Ses dimensions sont donc ajustables dans les limites suivantes :

h s = tg F = 0,087 x 135 = 11,75 mm pour 5°

h 1/2 = 0,00873 x 135 = 1,178 soit 1,2 mm pour 1/2 degré.

La largeur de la fente correspond à une définition de 1/2 degré, soit :

L = 0,00873 x 135 = 1,2 mm

La fréquence d'accord de l'amplificateur peut être choisie par commutation entre 1 et 4 K cs.

Le champ analysé à une distance de 1 Km pour 20 ° en largeur et 5° en hauteur, représenté 364 m x 87 m environ .

La figure 6-21 montre la caméra d'analyse et l'amplificateur associé. Avec ce matériel on détecte avec un rapport Signal/Bruit de 4, un char à plusieurs kilomètres, ou le rayonnement I.R. de balises d'aérodromes, des flammes de torchères etc..

La réalisation de dispositifs de localisation avec deux coordonnées rectangulaires peut se faire de deux façons : soit par la combinaison de deux

analyses rectangulaires, un miroir lent déplaçant verticalement l'image du champ limité pour l'analyse rapide à une "ligne" horizontale, soit par l'analyse simultanée d'un certain nombre de lignes horizontales avec autant de détecteurs ou encore une combinaison des deux principes.

On peut encore combiner deux analyseurs identiques opérant l'un dans un champ vertical, l'autre dans un champ horizontal (repérage pour télécommande d'engins antichars) .

Le premier moyen convient à des analyses lentes dans lesquelles on ne dépasse pas les limites de sensibilité en fréquence de la cellule PbS (4 K cs) et de ce fait une image de 4.000 points prend une seconde.

Le deuxième procédé, avec trente cellules miniature PbS juxtaposées sur une rampe et imbriquées pour un encombrement réduit, permet une analyse à 25 images par seconde et télévision directe en I.R. avec 4.000 points dans l'image (cas de la visualisation de balises d'atterrissage ou de chars , de nuit, à 1 Km.

AUTOGUIDAGE - La commande automatique de la trajectoire d'un engin (fusée supersonique) au moyen d'un "autodirecteur" ou "tête chercheuse" placée à l'avant est une des applications des cellules sensibles à l'infrarouge .

Le guidage de l'engin peut se faire en coordonnées polaires ou cartésiennes. L'engin possède des ailerons et gouvernes, un pilote automatique qui contient les circuits d'action sur ces gouvernes et qui reçoit les signaux ou ordres, de la tête, qui analyse le champ devant l'engin.

Nous avons réalisé différents types d'autodirecteurs et décrirons ici la partie comportant le détecteur, sans nous étendre sur tous les circuits électroniques associés, qui sortent du cadre de cette étude.

L'analyse en coordonnées polaires est plus facile et d'ailleurs convient bien au guidage. On peut concevoir un moyen simple d'analyse qui serait par exemple constitué par un disque muni d'une fente F, tournant rapidement et passant à chaque tour sur l'image de la cible P. (figure 6-22) .

L'image du champ est formée sur toute la surface du disque et la cible, par exemple le réacteur dégageant une forte chaleur, de l'avion poursuivi, représente en P un petit point d'intensité de radiation qui déterminera une impulsion sur la cellule photoélectrique placée derrière, dans le schéma théorique simplifié de la figure.

La cible P, peut être dans le champ : près ou loin du centre et l'analyse ne donnera qu'une indication angulaire α sous la forme d'une impulsion t.

La cellule étant reliée à un amplificateur sensible muni de circuits accordés, sélectifs, l'impulsion t. donnera le signal φ dans le circuit accordé.

Si la cible est près du bord du champ, l'impulsion sera brêve et au contraire, trop près du centre elle donnera un signal t' ou φ' . C'est là un des inconvénients de ce procédé trop simple.

Il faut en effet obtenir un signal de même forme, près ou loin du centre et pour cela nous utilisons un autre moyen qui est représenté théoriquement sur la figure 6-23 .

L'opération "d'analyse" et de détermination de la "position angulaire" de la cible sont ici deux fonctions différentes. Un secteur, T, de largeur décroissante jusqu'au centre tourne autour de l'axe optique, 0, comme le faisait la fente, F, précédente, mais, tandis que ce secteur de "positionnement" tourne dans le champ, une succession de fentes fines, f, défile radialement dans le sens de la flèche à très grande vitesse, de telle manière qu'une cible, K, se trouvant dans le secteur sera analysée successivement par un certain nombre de ces fentes se déplaçant de la périphérie vers le centre, et cela pendant toute la durée du passage du secteur, T, sur la cible, K .

L'espacement des fentes fines est plus grand que la cible et correspond à 10 mètres, à 5 Km. de distance.

La largeur du grand secteur T, compte tenu de la vitesse de rotation est telle, que 7 ou 8 impulsions se succèdent pour une cible et au lieu du signal φ de la figure 6-22, on obtient le signal L, figure 6-23, à cette même fréquence dans l'amplificateur.

On a donc largement gagné par rapport au principe précédent quant à l'amplitude du signal produit par une même cible.

La figure 6-24 est une photographie sur oscillographe des signaux produits par une même cible au moyen d'une simple fente et d'une analyse comme celle qui vient d'être exposée.

On remarquera qu'avec ce système d'analyse dans lequel les fentes fines se déplacent toujours radialement par rapport au secteur tournant quelle que soit la position angulaire du secteur ou celle des cibles K, K, K, loin ou près du centre l'analyse s'effectue toujours par le même nombre de fentes fines, à la même cadence. Ceci permet d'obtenir au moyen de circuits accordés très sélectifs, un signal d'aussi grande amplitude, près ou loin du centre, et de supprimer la zone d'incertitude au centre.

En réalité la réalisation d'une telle analyse implique des artifices optiques pour réaliser la combinaison des deux mouvements combinés. Le système est le suivant (76) :

L'image du champ est formée par l'objectif (figure 6-25) sur la périphérie d'un disque fixe muni de 360 fentes. Le disque est représenté sur la figure 6-26 .

L'image du champ est formée sur le disque à fentes au moyen de miroirs montés sur un système tournant et entrainant en même temps un cache muni d'une fente ayant la forme du secteur T de la figure 6-23 .

L'ensemble tournant comporte un autre jeu de miroirs qui reprennent, de l'autre côté du disque à fentes, les rayons l'ayant traversé et concentre les radiations qui sont ramenées dans l'axe sur le détecteur.

L'ensemble tournant réalise, avec le disque fixe à fentes, l'analyse schématisée sur la figure 6-23 .

Tandis que la cellule fournit les impulsions à chaque tour, au passage sur la cible de l'analyseur, un ensemble de circuits, très schématisés figure 6-27, exploite cette information .

Sur la figure 6-27 on voit résumé à gauche, l'analyseur et un secteur T, entrainé avec lui, qui masque pendant la moitié du tour de petites sources lumineuses de telle sorte que deux cellules auxiliaires ("cellules synchro" sur la figure), fournissent deux courants rectangulaires en quadrature qui serviront de référence de phase pour les ordres à donner aux deux jeux de gouvernes dans des plans perpendiculaires (ce secteur pour la production des signaux de références est aussi représenté, en coupe, figure 6-25).

L'impulsion de la cible, amplifiée, détectée, déclenche à chaque tour une impulsion invariable de forme (blocking) qui est appliquée à deux discriminateurs de telle sorte que l'amplitude de cette impulsion prend la valeur correspondante à l'angle fait avec une référence fixe et le moment où l'analyseur détecte la cible.

Après intégration, on obtient en sortie deux tensions proportionnelles au sinus et au cosinus de la référence et qui servent au guidage.

Ces circuits sont réalisés avec des éléments subminiature sous forme de blocs compacts et résistent à de fortes accélérations (77) .

L'analyseur qui vient d'être décrit est fait pour une cellule à grande surface. Si l'on désire utiliser une cellule quasi ponctuelle, il faut un système optique complémentaire ramenant les radiations sur une très petite surface.

On préfèrera modifier légèrement le système optique d'analyse dans l'esprit de la figure 6-28 sur laquelle on voit deux cellules type D2 , montées de l'autre côté du secteur fixe placé entre les deux tambours et ces deux cellules se partagent chacune la moitié de la surface du secteur T d'analyse. Elles fonctionnent en parallèle.

On peut réaliser d'autres systèmes d'analyse pour obtenir les coordonnées polaires de guidage. Ce qui vient d'être décrit s'adresse à des autodirecteurs destinés à fonctionner en "poursuite", c'est à dire qu'ils analysent un champ de 20 degrés environ vers l'avant. Leur emploi est donc limité à des engins économiques et simples.

Un guidage plus généralisé est celui en "correction de trajectoire" ou a "angle constant", utilisant la dérivée de la vitesse apparente de la cible pour diriger l'engin à un endroit où il rencontrera la cible. Ce genre de guidage implique de "voir" la cible par le travers, ce qui devient possible avec les grandes vitesses et l'échauffement des avions dans ce cas, ainsi d'ailleurs que la chaleur des gaz projetés par le propulseur juste à la sortie des tuyères, vus aussi par le travers.

Pour ce genre d'autodirecteur il faut un analyseur pointé sur la cible en permanence, dans sa direction, tandis que l'engin va au devant et cela avec des angles allant jusqu'à 40 ou 50 degrés, d'écart entre la visée de l'analyseur et l'axe de l'engin. Il faut donc un analyseur sur cardans, avec gyroscope et visant au travers d'une coupole protectrice ou "I.R. dôme" faisant optiquement partie de l'analyseur. Nous décrirons un tel type d'autodirecteur infrarouge correspondant aux techniques les plus modernes (78) .

La figure 6-29 est une représentation très schématique sur laquelle, à l'avant de l'engin se trouve l'I.R. dôme, transparent aux radiations à détecter et résistant à la chaleur comme aux fortes pressions et aux intempéries. L'I.R. dôme, est une sorte de coupole demi-sphérique.

Mobile dans l'I.R. dôme, se trouve l'analyseur gyroscopique qui comporte à l'avant le système optique de focalisation, conjugué optiquement. Le système optique est du type Cassegrain.

Le moteur d'entrainement de l'analyseur, qui tourne à vitesse gyroscopique, est relié à l'engin par des cardans, de telle sorte qu'il peut occuper toutes les positions dans un cône avant de 90 degrés.

Les cardans, comme l'optique d'analyse et l'I.R. dôme, ont leurs trois axes conjugués, la portion du dôme se trouvant devant l'objectif représentant, pour toutes les positions de l'analyseur, un même ménisque divergent centré .

A l'arrière de l'analyseur se trouve le détecteur qui est relié d'une manière non représentée ici, pour simplifier le schéma, aux circuits électroniques; ceux-ci ont pour fonction de détecter et de trier les informations qui, avec des curseurs potentiométriques, permettent de connaitre la position de l'analyseur par rapport aux axes ou aux plans rectangulaires de l'engin. Ils fourniront les éléments de guidage ainsi que ceux nécessaires au maintien de l'analyseur sur la cible par l'intermédiaire des circuits d'asservissement.

Le principe de l'analyseur, qui constitue plus particulièrement la partie infrarouge, est représenté sur la figure 6-30 en A.

L'image du champ est formée sur un diaphragme-filtre tournant à grande vitesse, qui permet d'obtenir un signal particulier, caractérisant la présence et la position de la cible dans le champ. Le diaphragme est représenté en B. Il comporte des ouvertures telles que son passage sur la cible détermine les signaux représentés en D. , de fréquence différente selon que la cible est près ou loin du centre, et le début ou la fin du "train d'onde" ainsi produit, détermine la phase angulaire.

On obtient ainsi non seulement le vecteur d'angle, mais une notion de la distance à l'axe optique, de la cible.

Le diaphragme est réalisé par un dépôt d'argent sous vide sur verre manganal, traité ensuite par photochimie pour enlever le dépôt dans les cases qui doivent être transparentes aux radiations.

Un tel diaphragme est représenté figure 6-31 dans sa forme de réalisation.

Selon le type de cellule utilisée, on peut soit faire tourner la cellule et par un collecteur à écheveau de fils d'argent, graphité, (transmission sans bruit de fond), la relier aux circuits électroniques, soit employer une cellule fixe refroidie (figure 6-32 et 6-33), sans nous étendre ici sur les formes technologiques de réalisation.

Le refroidissement peut être effectué par effet Pelletier sur la cellule tournante et de toute façon dans les deux cas, par pulvérisation de gaz liquéfié.

Nous avons donné brièvement la description du principe de ces applications des détecteurs du proche infrarouge, pour montrer combien sont nombreuses les possibilités d'emploi des détecteurs pour les radiations de 1 à 10 μ applications pour lesquelles nous avons utilisé notre détecteur PbS, sensible de 1 à 3 μ .

CHAPITRE V11

CONCLUSION

a/ Intérêt théorique de la méthode

b/ Généralisation, extension de la méthode

Nous nous sommes proposés dans cette étude de montrer d'abord que l'énergie émise par un corps noir à 10 μ , contenait suffisamment de radiations entre 1 et 3 μ , pour être détectées par un récepteur sélectif sensible, tel que le PbS et de là nous avons proposé d'utiliser ce détecteur pour faire des mesures dans toute la gamme de 1 à 10 μ .

Ceci nous a conduit a considérer les critères des différents types de détecteurs et à faire une mise au point de ces questions.

Il est certain que la méthode que nous avons proposée permet de multiples applications tant sur le plan de l'étude des questions infrarouges que sur le plan pratique.

La mesure directe par un moyen simple de la température d'un corps dans une gamme étendue, peut rendre de grands services.

Jusqu'ici certaines mesures étaient longues et difficiles, avec un matériel délicat.

Une des premières applications de la méthode et que nous avons exposée est la pyrométrie à basse température. Jusqu'ici les pyromètres à visée directe ne descendaient pas en-dessous de 500 ou 600° C. et nous avons comblé une lacune en rendant possible la mesure entre 100 et 800° C., avec un même appareil, simple.

La détection de cibles ou sources infrarouges rayonnant entre 1 et 10 μ telles que cibles mobiles, avions, engins, ou fixes telles que flammes, balises d'aérodromes, avec un détecteur sensible entre 1 et 3 μ est une application encore, pour laquelle nous avons pu réaliser de nombreux dispositifs .

On peut penser que la création ou l'utilisation d'autres détecteurs sensibles comme l'antimoniure d'indium, fonctionnant déjà entre 3 et 5 μ permettraient d'étendre la méthode à des radiations plus longues.

D'une manière générale, nous espérons que les considérations que nous avons développées permettront de rendre plus facile l'exploration du spectre des radiations électromagnétiques.

TABLE DES FIGURES

FIGURES DU CHAPITRE 11

Fig. 11 - 1 - Energie reçue par le détecteur de surface dS
11 - 2 - Eclairement énergétique E sur surface dS
11 - 3 - Eclairement énergétique sur détecteur ponctuel
11 - 4 - Condition de Lambert
11 - 5 - Densité énergétique dans l'angle solide $d\Omega$
11 - 6 - Isothermes du corps noir $L_\lambda = f(\lambda)$ pour diverses températures
11 - 7 - Isothermes en coordonnées réduites
11 - 8 - Emittance énergétique H du corps noir en fonction de T

FIGURES DU CHAPITRE 111

Fig.111 - 1 - Courbe spectrale type du PbS et limite

FIGURES DU CHAPITRE 1V

Fig. 1V - 1 - Tableau "Symboles et paramètres"
1V - 2 - Tableau: Différents types de bruits
1V - 3 - Tableau: Définition des critères
1V - 4 - Bande de valence, bande interdite, bande de conduction
1V - 5 - Largeur de la bande interdite en fonction de λ_m
1V - 6 - Centres d'impuretés dans la bande interdite
1V - 7 - Recombinaison par centres ou par trappes
1V - 8 - Niveau d'énergie, activité en eV, pour différentes impuretés
1V - 9 - Longueur d'onde limite par impureté, courbe de 2 détecteurs
1V - 10 - Détecteurs photovoltaïques PVN et PVL
1V - 11 - Principe de fonctionnement d'un détecteur PVL
1V - 12 - Courbe tension/position, d'un détecteur PVL
1V - 13 - Détecteur PEM, principe
1V - 14 - Principe de convertisseur photoémissif
1V - 15 - Analyseur vidicon I.R. et courbe spectrale
1V - 16 - Tube analyseur à photomultiplicateur protégé et refroidi
1V - 17 - Courbe de variation théorique de $D^* f(\lambda)$
1V - 18 - Tableau - Courbe de divers détecteurs et limite de sensibilité
1V - 19 - Variation de $D^* f(t°)$ pour PbS et PbTe
1V - 20 - Déplacement vers les grandes λ du PbS refroidi
1V - 21 - Relation du quantum et de la température
1V - 22 - Prolongement vers les grandes λ du PbSe refroidi
1V - 23 - Prolongement vers les grandes λ du PbTe refroidi

FIGURES DU CHAPITRE V

Fig. V - 1 - Différentes formes de détecteurs PbS - En bas, le modèle adopté : D.2 - quadrillage 1 cm.
V - 2 - Dimensions du type D.2
V - 3 - Transmiss. relat. de 2 échantillons : Silice fondue, Quartz naturel
V - 4 - Transmiss. relat. de 3 verres : Pyrex, MO. 2A, B. 40
V - 5 - Transmiss. relativ " 3 corps : Silice 13/10, Lamelle verre 16/100, Saphir 5/10 mm.ép.
V - 6 - Transmiss. relat. : Silicium R.P. 14/10, German. 10/10, Silicium moyen 10/10 mm.ép.
V - 7 - Bâti de pompage (verrerie et équipements électroniques), pour cellule PbS - Les chiffres de référence correspondent à la nomenclature et au bloc schématique de la fig. 5-8
V - 8 - Schema de principe de l'équipement de pompage (voir nomenclature)
V - 9 - Vue d'un ensemble d'équipement de pompage pour cellules PbS
V - 10 - Rampe des cellules sur le bâti
V - 11 - Phases successives, préparation de verrerie pour cellule PbS type D.2
V - 12 - Fours mobiles pour les opérations sur pompe : A- four de dégazage, pour plusieurs cellules à la fois ; B- four individuel pour dépot et traitement du PbS
V - 13 - Corps noirs expérimentaux d'irradiation en traitement (découpage à 400 cs. et diaphragmes)
V - 14 A B C Schéma d'amplificateur pour mesures sur pompe et circuits de commutation
V - 15 - Réponses spectrales comparées en sensibilité absolue relative, de 4 cellules PbS
V - 16 - Réponse spectrale de cellules en verres différents
V - 17 - Réponse spectrale comparée de trois cellules de sensibilité absolue différente, mais réalisées dans le même verre
V - 18 - Mesure de la variation de la résistance d'obscurité d'une cellule PbS type D.2 , en fonction de la température ambiante entre 20 et 145°C
V - 19 - Variation du signal détecté, de la résistance et du rapport S/B en fonction de la température ambiante entre 15 et 70°C
V - 20 - Variation du signal détecté et de la résistance en fonction de la température ambiante, pour différentes cellules
V - 21 - Variation du rapport Signal/Bruit, en fonction de la température ambiante
V - 22 - Variation du signal détecté, pour différentes longueurs d'onde, en fonction du temps de fonctionnement
V - 23 - Valeur du minimum détectable pour différentes cellules PbS en fonction de la température, mesures ramenées à 1 c.s.
V - 24 - Variation de l'énergie reçue en fonction de la température, compte tenu de la surface sensible de différents détecteurs PbS

FIGURES DU CHAPITRE V (suite)

V - 25 - Variation du rapport S/B, en fonction de la température, pour différents détecteurs PbS
V - 26 - Relation du signal et du rapport S/B avec la fréquence de découpage du faisceau incident
V - 27 - Banc de mesure pour cellules PbS et schema général de l'équipement
V - 28 - Schema de l'amplificateur et des circuits de mesure sur banc

FIGURES DU CHAPITRE VI

Fig. VI - 1 - Isotherme des corps non noirs
VI - 2 - Indicatrices des corps non noirs
VI - 3 - Cône à lumière
VI - 4 - Transmission de l'atmosphère
VI - 5 - Transparence relative en I.R. de pellicules photographiques
VI - 6 - A : analyse de la transparence - B : analyse des défauts
VI - 6 - C : réalisation d'un analyseur de défauts
VI - 7 - Inertie des filaments de tungstène
VI - 8 - Barrage infrarouge (0,5 W - 500 mètres)
VI - 9 - A : schema d'équipement de télégraphie I.R.
B : réalisation de télégraphie I.R. (30 W - 8 Km)
VI - 10 - Analyseur pour pyrométrie
VI - 11 - Principe d'adaptation - circuit équivalent
VI - 12 - Variation du signal dans le temps
VI - 13 - Schema d'étude d'adaptation cellule
VI - 14 - Loi de variation
VI - 15 - Circuit complet de compensation de température
VI - 16 - Circuit de linéarité de sortie
VI - 17 - Courbe de linéarité de sortie
VI - 18 - Réponse de fréquence d'une cellule moyenne au PbS
VI - 19 - Réalisation d'un pyromètre 100-800°C.
VI - 20 - Analyseur pour exploration dans un plan-principe
VI - 21 - Réalisation d'un analyseur de champ
VI - 22 - Analyse en coordonnées polaires par fente tournante
VI - 23 - Balayage radial dans fente tournante
VI - 24 - Signaux par fente simple et par fentes multiples
VI - 25 - Analyseur d'autodirecteur
VI - 26 - Réseau fixe à 360 fentes de l'analyseur
VI - 27 - Schema d'ensemble des circuits d'un autodirecteur
VI - 28 - Analyseur à cellules tournantes
VI - 29 - Analyseur en correction de trajectoire (principe schématique)
VI - 30 - Principe du système d'analyse
VI - 31 - Réalisation du diaphragme-filtre (agrandissement)
VI - 32 - Analyseur à cellule tournante
VI - 33 - Analyseur à cellule fixe refroidie

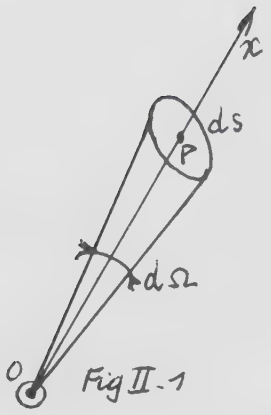


Fig II-1

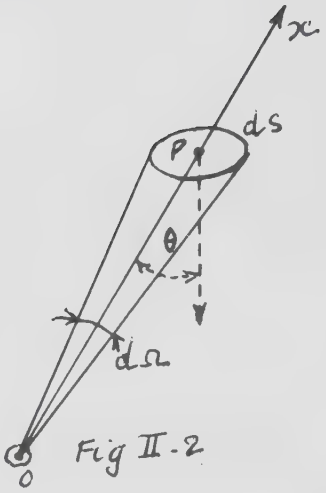


Fig II-2

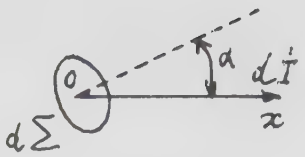


Fig II-3

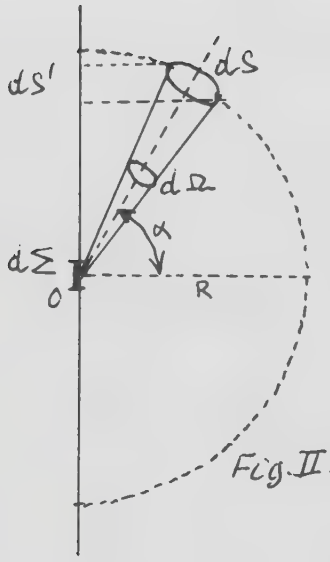


Fig II-4

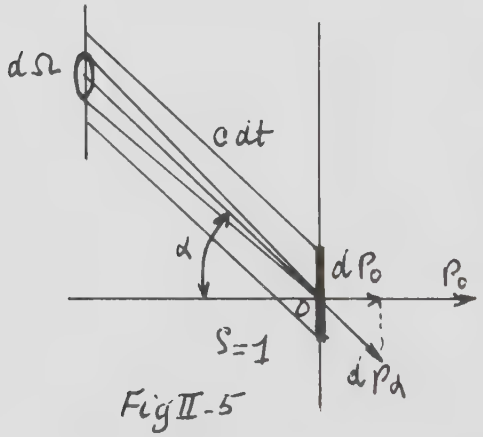


Fig II-5

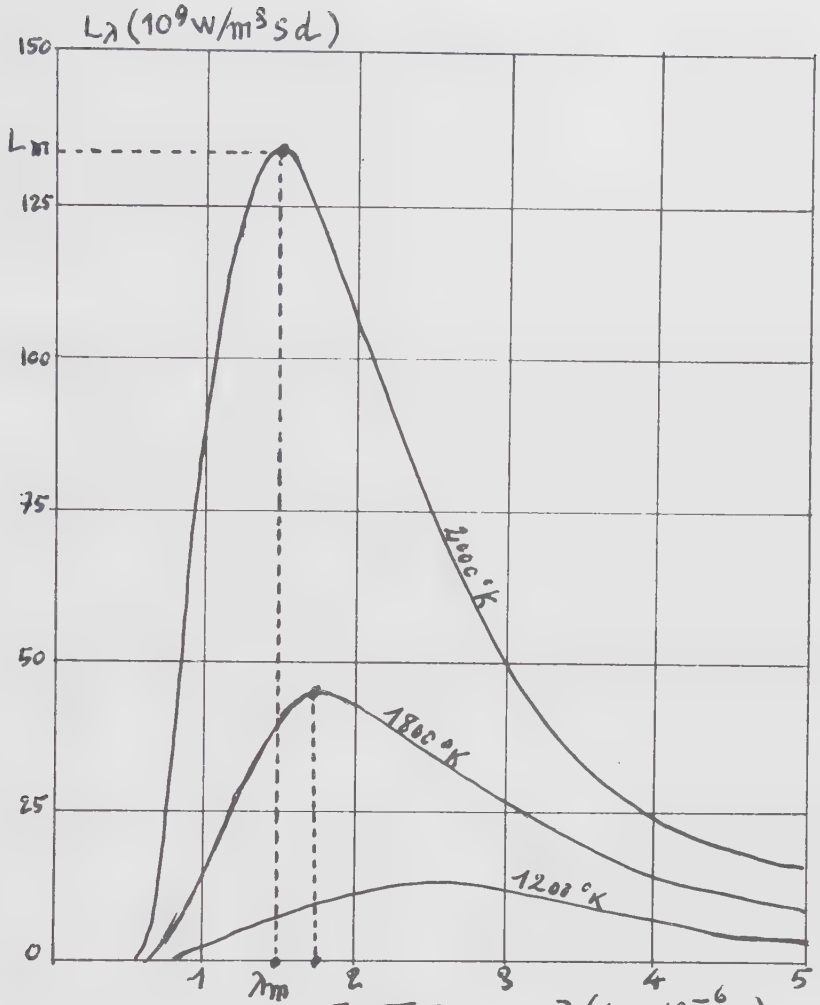
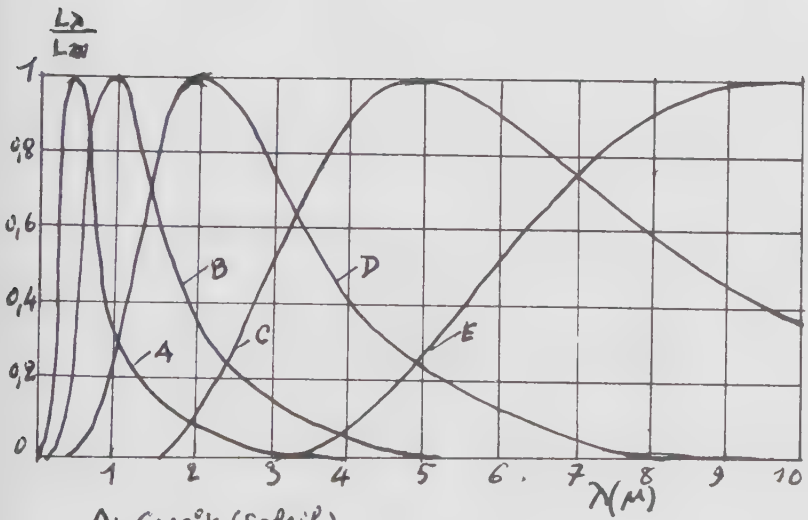


Fig II-6



A: 6000°K (soleil)
B: 3000°K
C: 1500°K
D: 600°K
E: 300°K (27°C)

Fig. II.7

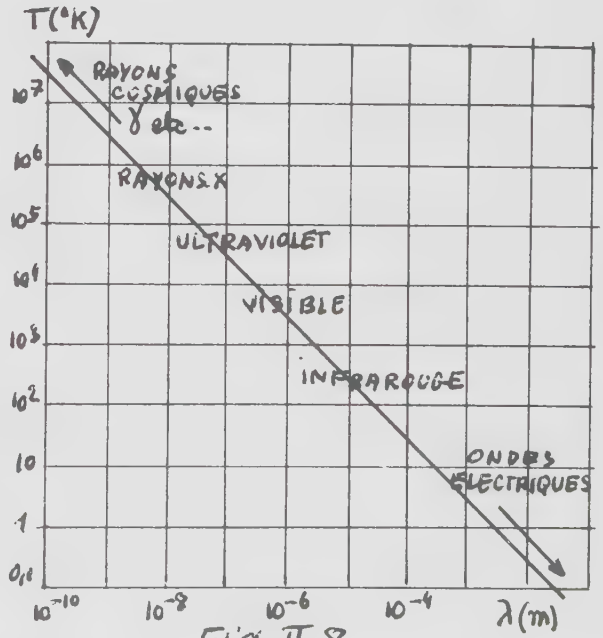


Fig-II-8

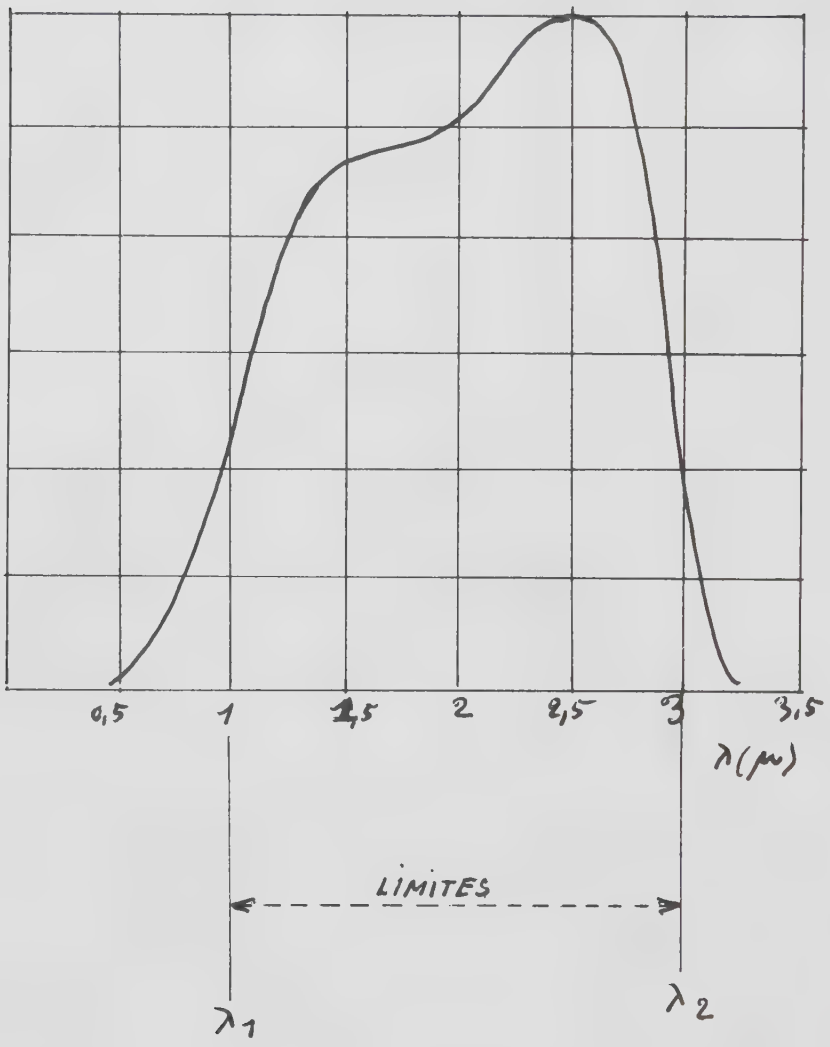


Fig. III - 1

SYMBOLES ET PARAMETRES

A – Surface sensible du détecteur
K – Constante de Boltzmann =
R – Résistance ohmique
T – Température en ° Kelvin
T° – Température absolue au maximum du corps noir
V – Volt efficace
Vs – Tension efficace en volts du signal détecté
VB – Tension efficace du bruit
Winc. – Watts efficaces du rayonnement incident
Pinc. – Puissance en Watts efficaces du rayonnement incident
$\overline{I}$ – Valeur moyenne de courant
Ieff – Intensité efficace
ω – Pulsation du flux incident
$R(\omega)$ – Réponse du détecteur en fonction de la pulsation (modulation)
Rm – Réponse maximum du détecteur
ΔF – Bande passante des filtres et circuits
$\overline{\Delta V^2}$ – Valeur quadratique moyenne de tension (fluctuation par ex.)
$\overline{\Delta I^2}$ – Valeur quadratique moyenne de courant (fluctuation ...)
α – Coefficient voisin de l'unité
β – Coefficient = I,85 en moyenne
q – Charge de l'électron
τ_r – Constante de temps du détecteur
D – Détectivité du récepteur, inverse de ψ , s'exprime en W^{-1}
Dℓ – Détectivité réduite dans une bande limitée, s'exprime en $W^{-1}cm.Hz^{1/2}$
ψ – Puissance équivalente au bruit, en watt
ψ_1 – Puissance équivalente au bruit ramenée à une bande de I Hz, en W. Hz
ψ_s – Bruit équivalent d'entrée, en W.

RÉPONSE SPECTRALE – Aire spectrale et limites difficiles à préciser – On utilisera pour déterminer ψ le maximum ou une répartition spectrale limitée, en fonction du Corps noir à T° précisé

FRÉQUENCE DE MODULATION – La fréquence, la nature ou la loi du découpage du faisceau incident

BANDE PASSANTE – On ramènera les mesures effectuées à une bande de I Hz en utilisant la formule $\psi_1 = \frac{\psi \Delta F}{\sqrt{\Delta F}}$. s'exprime en $W.Hz^{-1/2}$

CONSTANTE DE TEMPS – τ_r – Loi de la réponse du détecteur en fonction de la pulsation : $R_{(\omega)} = \frac{Rm}{\sqrt{1+\omega^2\tau_r^2}}$. On peut définir τ_r par la formule :

$$\tau_r^2 = \lim_{\omega\to\infty} \frac{1}{\omega} \int_0^{\infty} \frac{\left[\frac{Rm}{R(\omega)}\right]^2 - 1}{\omega^2} \cdot d\omega$$

Fig. IV - 1

TYPE DE BRUIT	FORME ou VALEUR	NATURE - CARACTERISTIQUES	REMEDES
BRUIT THERMIQUE (JOHNSON)	$\overline{\Delta V^2} = 4KTR\Delta F$ ou $I_{eff} = \sqrt{4KT\Delta F/R}$	Fluctuations de tensions dans toutes les résistances et dans les conducteurs. S'exprime en valeur quadratique moyenne de fluctuation de tension ou en courant de bruit .	Réduit par le refroidissement du détecteur ou des éléments sources de bruit.
BRUIT DE MODULATION	$\overline{\Delta I^2} = C\bar{I}^2 \cdot F^{-\alpha}\Delta F$	Fluctuation de courant : modulation de conductivité dans les semi-conducteurs entre 2.10^{-4} Hz et 4.10^6 Hz S'exprime en valeur quadratique moyenne d'intensité.	Niveau de bruit réduit par traitements de surface appropriés dans les détecteurs monocristallins .
BRUIT DE CONTACT	$\overline{\Delta I^2} = C\bar{I}^{\beta}F^{-\alpha}\Delta F$	Discontinuité de contact des liaisons. Spectre ressemblant à celui du bruit de modulation. S'exprime en valeur quadratique moyenne d'intensité .	Diminué par amélioration technologique des liaisons .
BRUIT BLANC (SCHOTTKY)	$\overline{\Delta I^2} = 2q\bar{I}.\Delta F$	Désordre et discontinuité d'émission d'électrons de cathodes (indépendant de la fréquence) dû : 1/ aux fluctuations de vitesse de recombinaison en surface et 2/ au film fin de court-circuit de la jonction sur son périmètre. S_e rencontre dans les cathodes chauffées, les photodiodes et semi-conducteurs (source principale de bruit dans ces éléments).	Réduction par traitement de surface convenable : amélioration jusqu'à les rendre presque négligeables pour des tensions de polarisation directe mais ils restent importants avec des polarisations inverses .
BRUIT DE SCINTILLATION (FLICKER)	$\overline{\Delta I^2} = C\dfrac{\bar{I}^2}{F}\Delta F$	Apparait aux basses fréquences, croît quand F décroît. Analogue au bruit de modulation dans les semi-conducteurs. Se produit dans les détecteurs thermoioniques : modifications transitoires de surface, défauts ou impuretés modifiant le rythme d'extraction des électrons .	Réduction par soin technologique, uniformité, qualité des matériaux et soin des traitements .
GENERATION - RECOMBINAISON		Fluctuations dans le taux de génération-recombinaison des porteurs. D'autant plus important que la température du détecteur est plus élevée .	Réduit par le refroidissement du détecteur .
BRUIT D'AMBIANCE		Dû aux radiations d'ambiance, parasites .	Réduit par limitation de bande spectrale d'émission à celle du détecteur ou par protection contre les radiations inutiles .

Fig. IV-2

CRITERE	FORME D'EXPRESSION	DEFINITION - CARACTERISTIQUES
REPONSE - PROPORTIONNALITE	$\frac{\text{Veff. (Signal)}}{\text{V.eff. (Bruit)}}$ ou : $\frac{\text{V.eff. (Signal)}}{\text{W.eff. (Bruit)}}$	- Expression de la sensibilité, rapport entre la tension détectée et la puissance incidente (linéaire ou différentielle); définit une proportionnalité mais par le seuil inférieur de détection. On considère aussi le rapport de la tension efficacité détectée (signal) à la tension efficace du bruit .
PUISSANCE EQUIVALENTE AU BRUIT	$\psi_{(watt)} = \frac{V_B}{V_S / W_{incid.}}$ ramené à 1 Hz on a : $\psi_{1\,(W.Hz^{-1/2})} = \frac{\psi_{(\Delta F)}}{\sqrt{\Delta F}}$	- Rapport de la tension efficace du bruit à la réponse en volts efficaces par Watt efficace incident. ψ est d'autant plus petit que le détecteur a un seuil de sensibilité faible (dépend entre autres de la répartition spectrale du rayonnement incident, de ΔF , de T , de τ , de A , du détecteur, etc... Peut être ramenée à 1 Hz. On suppose que la tension efficace de bruit est proportionnelle à la racine carrée de la bande passante .
BRUIT EQUIVALENT D'ENTREE	$\psi_S = \frac{\psi}{A}$ (en $W.cm^{-2}$)	- Rapport de la tension efficace signal à la tension efficace de bruit, avec la surface de l'aire de sensibilité du détecteur. Celle-ci, dans les cas complexes de répartition de zones sensibles, est définie par l'expression : $A = \iint \frac{R(x\,y)}{R_{max}} dx\,dy$
DETECTIVITE	$D = \frac{V_S}{V_B} = \frac{1}{P_{incid.}} = \frac{1}{\psi}$ (en W^{-1})	- Inverse de la puissance équivalente au bruit ψ , varie dans le même sens que la sensibilité. S'exprime en W^{-1} . Pratiquement, le produit de détectivité D par la racine carrée de la surface A du détecteur est à peu près indépendant de cette surface. On a $D.A^{1/2}$ indépendant de A .
DETECTIVITE REDUITE (à 1 cycle)	$D_\ell = \frac{A^{1/2}}{\psi_1}$ (en $W^{-1}\,cm\,Hz^{1/2}$)	- La valeur moyenne de V_B est proportionnelle à la racine de la bande passante ($V_B = k\sqrt{\Delta F}$). Réduite dans une bande limitée, la détectivité devient $D_\ell = D\,(A.\Delta F)^{1/2}$. Elle est indépendante de A et de ΔF. On a aussi $D_\ell = \frac{A^{1/2}}{\psi_1}$ S'exprime en $W^{-1}\,cm\,Hz^{1/2}$

Fig. IV-3

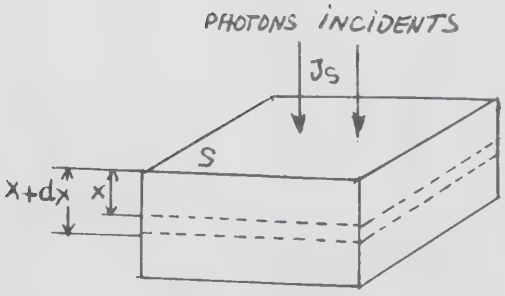


Fig. IV-4

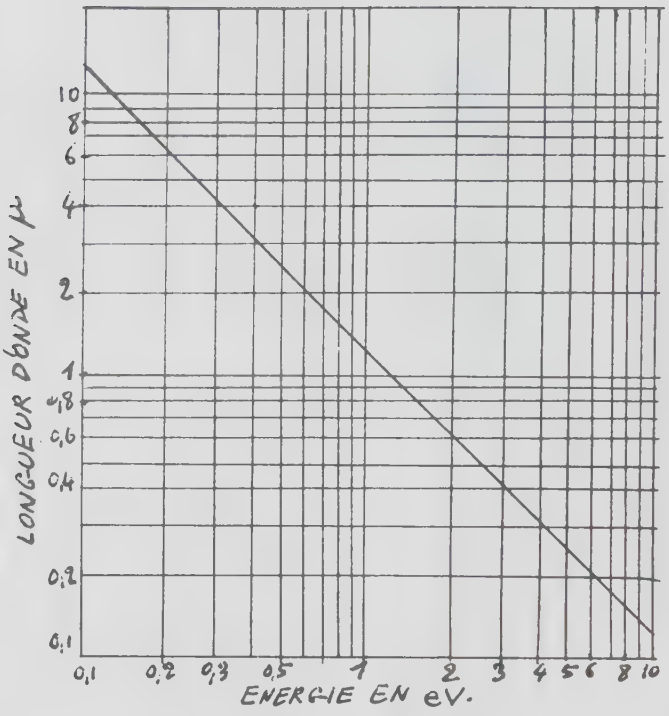
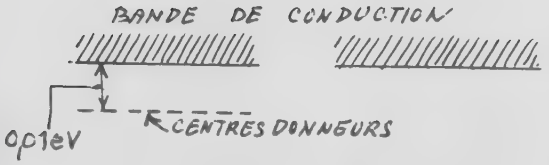
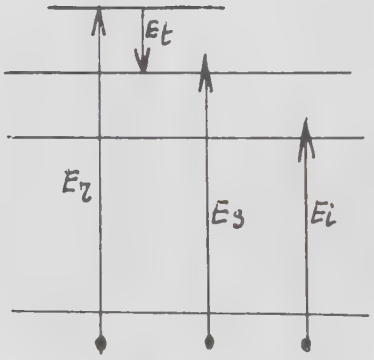


FIG IV-5



BANDE INTERDITE

FIG IV-6



Eγ ENERGIE D'UN PHOTON
Es TRAVAIL DE SORTIE
Et ENERGIE DE TRANSPORT
Ei LARGEUR DE LA BANDE INTERDITE -

Fig. IV
PHOTOEMISSIVITÉ

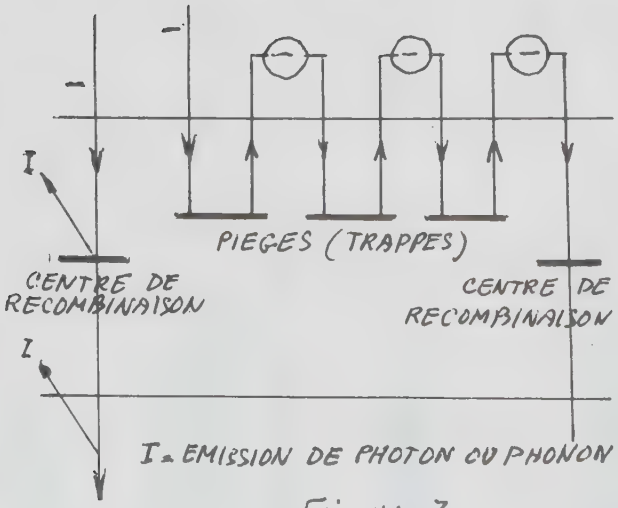


Fig. IV-7

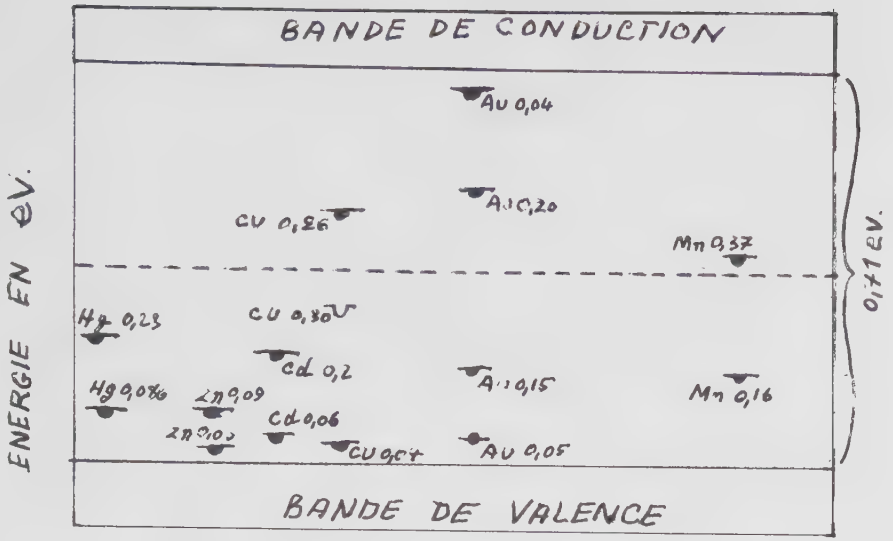


Fig. IV-8

DETECTEURS RAYTHEON

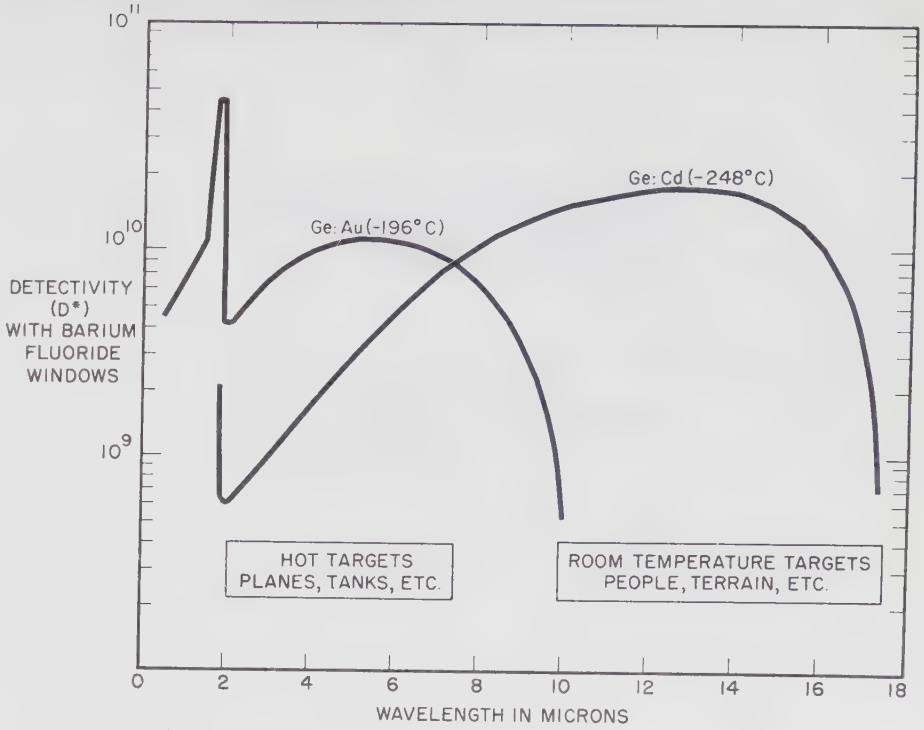


Fig - IV-9 (B)

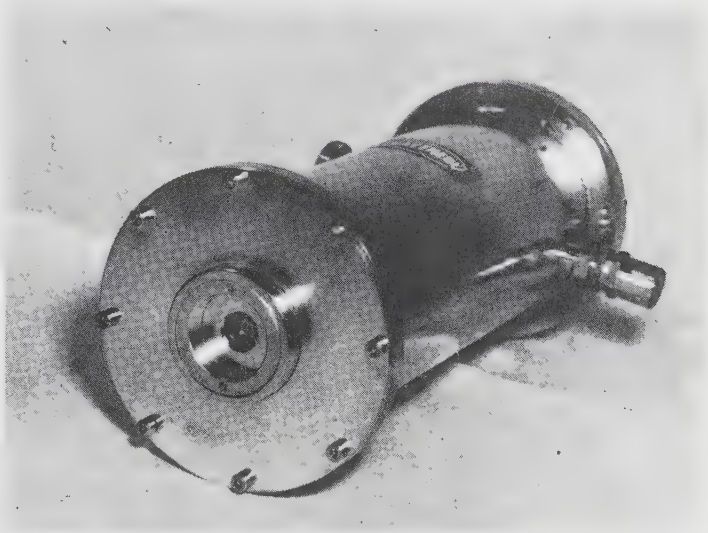
ENERGY LEVEL IN ELECTRON-VOLTS	ACTIVATING IMPURITY	OPTIMUM OPERATING TEMPERATURE
0.20 ev	GOLD (Au) (n-type)	-196°C; -320°F
0.14 ev	GOLD (Au) (p-type)	-208°C; -360°F
0.09 ev	MERCURY (Hg)	-238°C; -396°F
0.06 ev	CADMIUM (Cd)	-248°C; -414°F
0.04 ev	COPPER (Cu)	-256°C; -429°F
0.03 ev	ZINC (Zn)	-263°C; -441°F

5 10 15 20 25 30 35 40

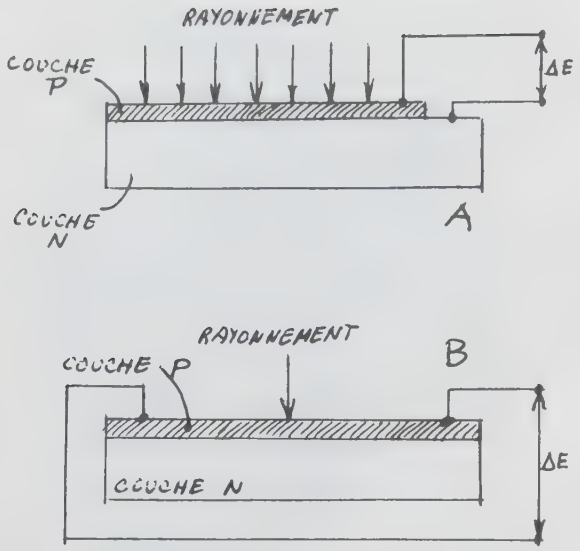
WAVELENGTH (MICRONS)

REFROIDISSEMENT NECESSAIRE SUIVANT LES IMPURETÉS.

Fig. IV-9 (A)



DETECTEUR RAYTHEON REFROIDI A L'HELIUM LIQUIDE



A - DETECTEUR PHOTOVOLTAÏQUE NORMAL PVN
B - — — LATERAL PVL

FIG IV-10

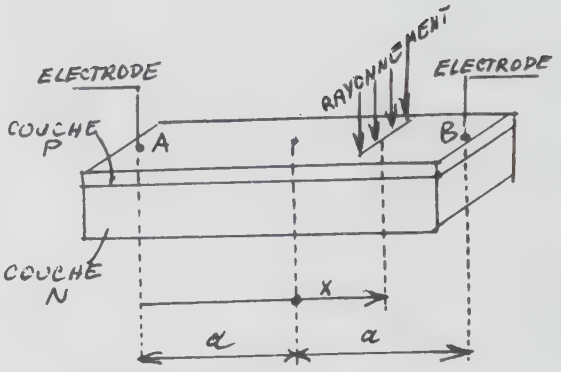
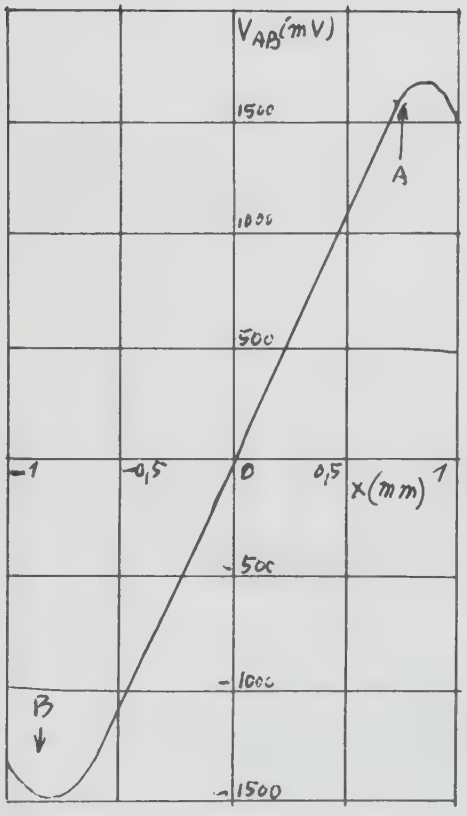
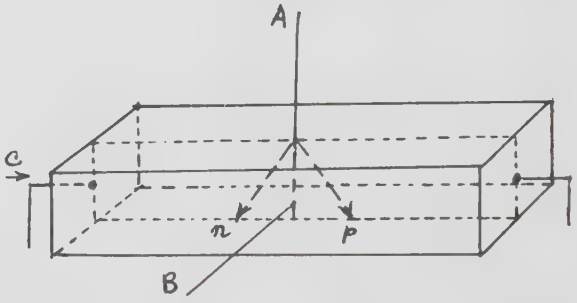


Fig. IV-11



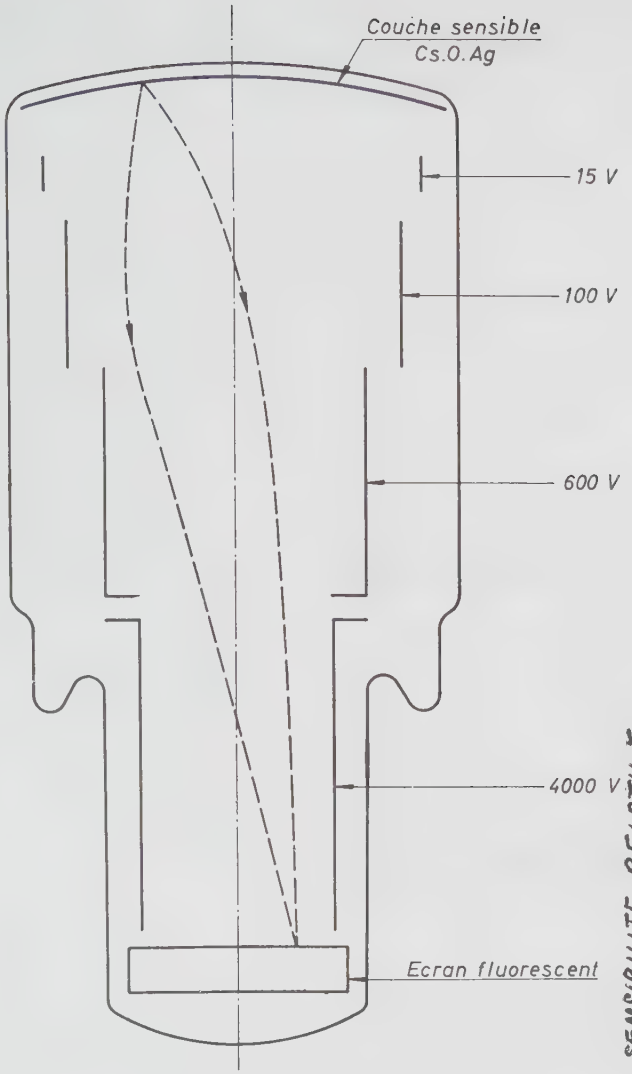
COURBE TENSION/POSITION PVL

FIG IV-12



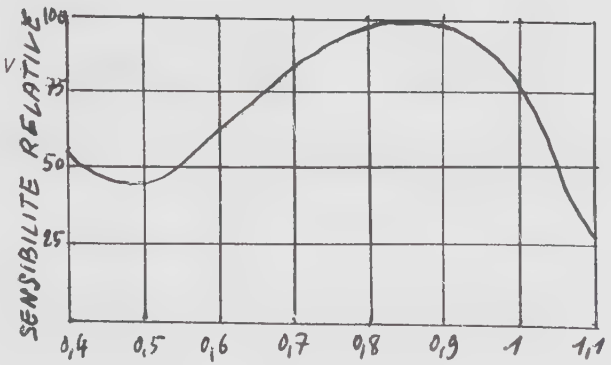
A - DIRECTION DES PHOTONS INCIDENTS
B - DIRECTION DE L'INDUCTION MAGNÉTIQUE
C - DIRECTION DU COURANT
n, p, DIRECTION DES ELECTRONS ET DES TROUS

FIG IV-13



— Tube convertisseur d'images IP.25
de la Radio Corporation of America et son optique électronique

Fig IV- 14



REPONSE SPECTRALE CESIUM/AG

Typical infrared vidicon.

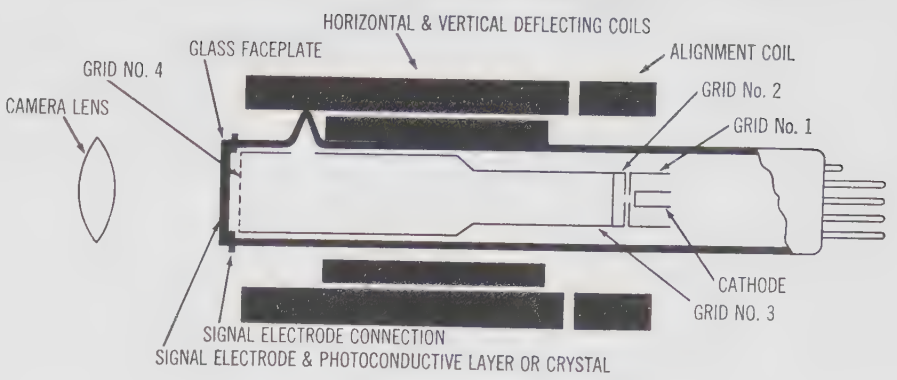
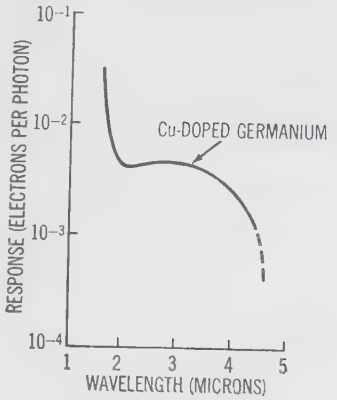


Fig. IV-15

Spectral quantum efficiency of copper-doped germanium for 10^{16} copper.



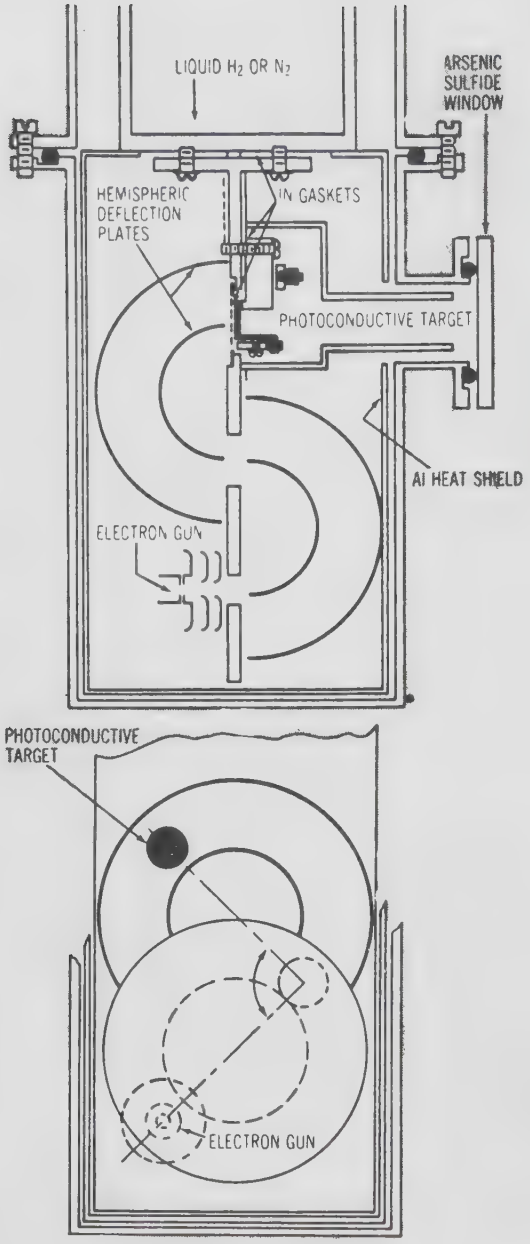

LIQUID H_2 OR N_2
ARSENIC SULFIDE WINDOW
HEMISPHERIC DEFLECTION PLATES
IN GASKETS
PHOTOCONDUCTIVE TARGET
Al HEAT SHIELD
ELECTRON GUN
PHOTOCONDUCTIVE TARGET
ELECTRON GUN

Fig. IV-16

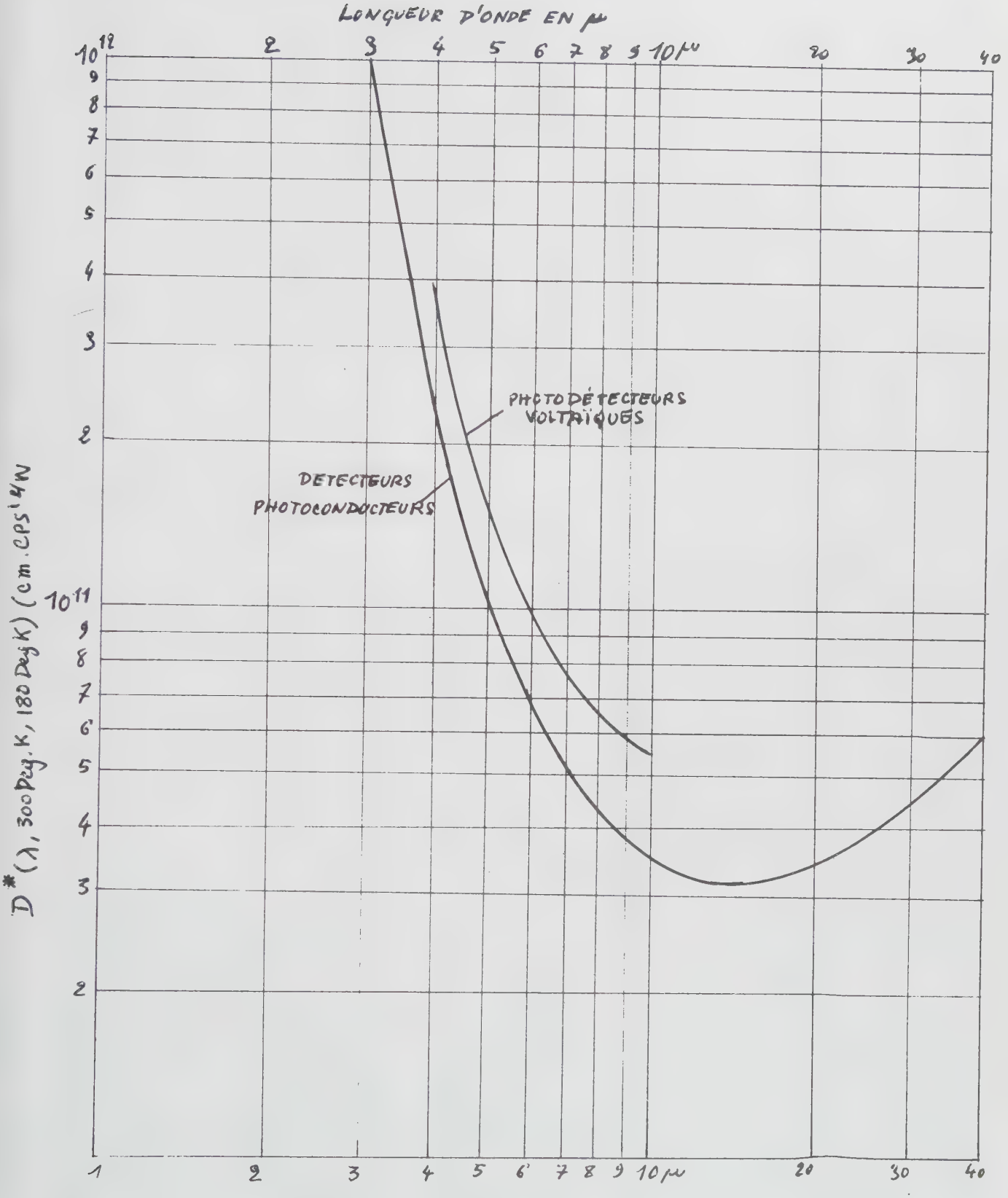
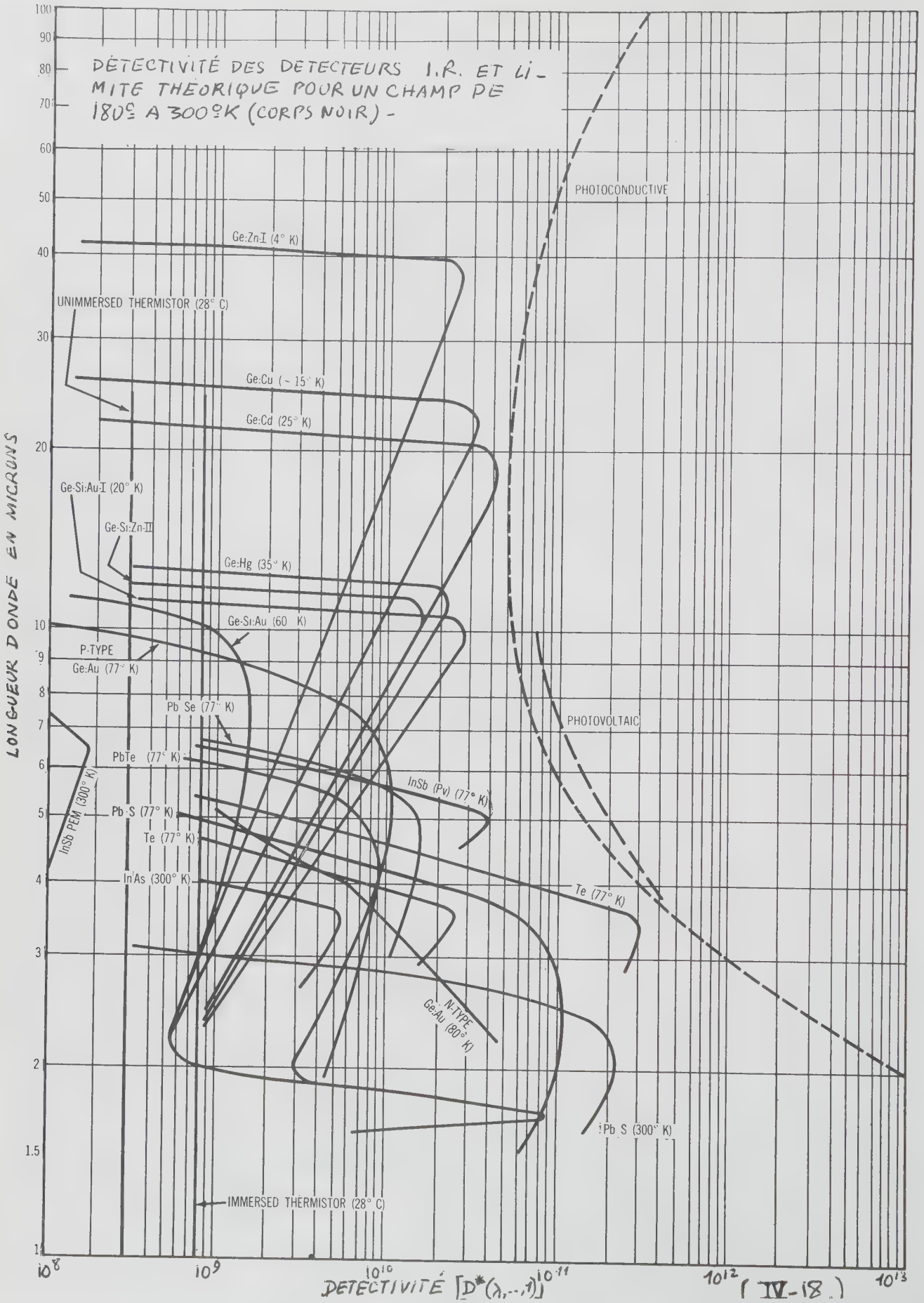

LONGUEUR D'ONDE EN μ
D*(λ, 300 Deg. K, 180 Deg K) (cm. CPS^1/2/W
PHOTODÉTECTEURS VOLTAÏQUES
DÉTECTEURS PHOTOCONDUCTEURS
LONGUEUR D'ONDE EN μ

Fig. IV - 17


DÉTECTIVITÉ DES DÉTECTEURS I.R. ET LIMITE THÉORIQUE POUR UN CHAMP DE 180° A 300°K (CORPS NOIR) -
LONGUEUR D'ONDE EN MICRONS
DÉTECTIVITÉ [D*(λ,∞,1)]
PHOTOCONDUCTIVE
PHOTOVOLTAIC
Ge:Zn-I (4° K)
UNIMMERSED THERMISTOR (28° C)
Ge:Cu (~ 15° K)
Ge:Cd (25° K)
Ge:Si:Au-I (20° K)
Ge:Si:Zn-II
Ge:Hg (35° K)
Ge:Si:Au (60 K)
P-TYPE Ge:Au (77° K)
Pb Se (77° K)
PbTe (77° K)
InSb (Pv) (77° K)
InSb PEM (300° K)
Pb S (77° K)
Te (77° K)
InAs (300° K)
Te (77° K)
N-TYPE Ge:Au (80° K)
Pb S (300° K)
IMMERSED THERMISTOR (28° C)
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1.5
1
10^8
10^9
10^10
10^11
10^12
10^13

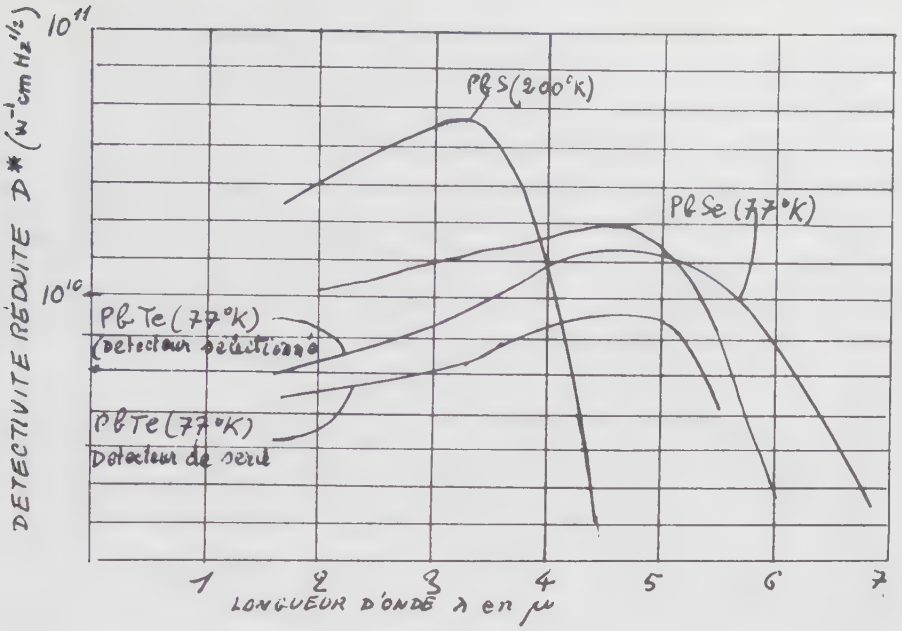


Fig IV-19

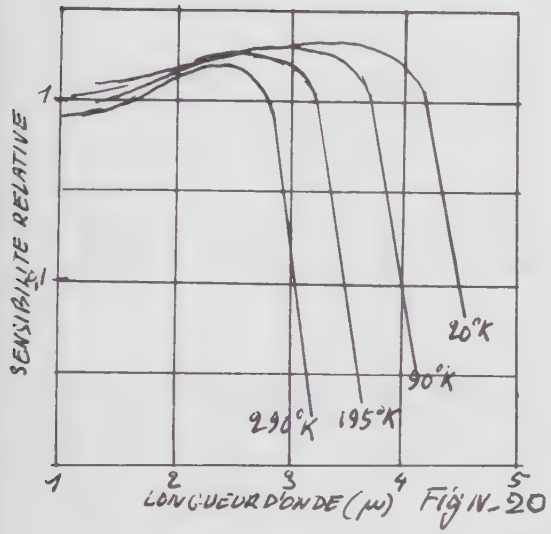


Fig IV-20

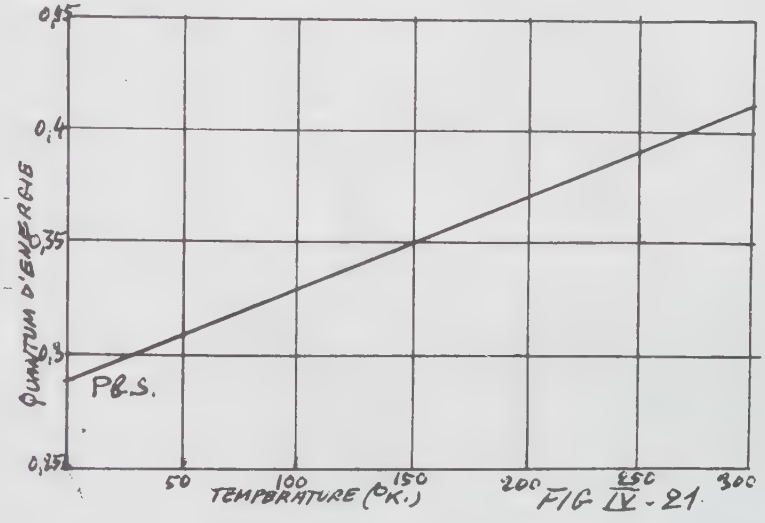


FIG IV-21

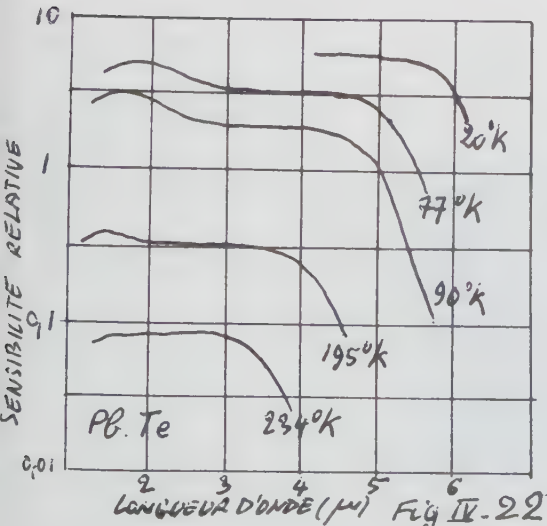


Fig IV-22

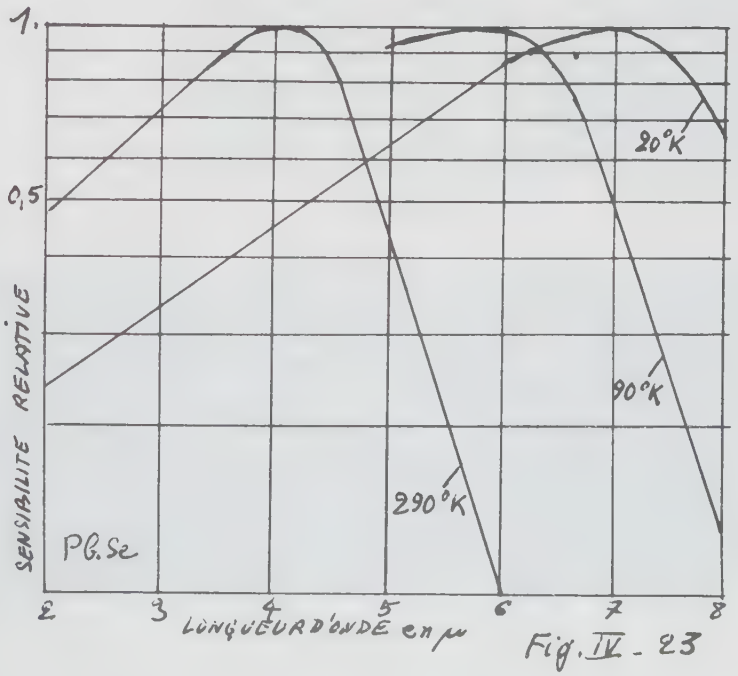
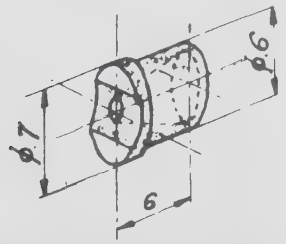


Fig. IV-23

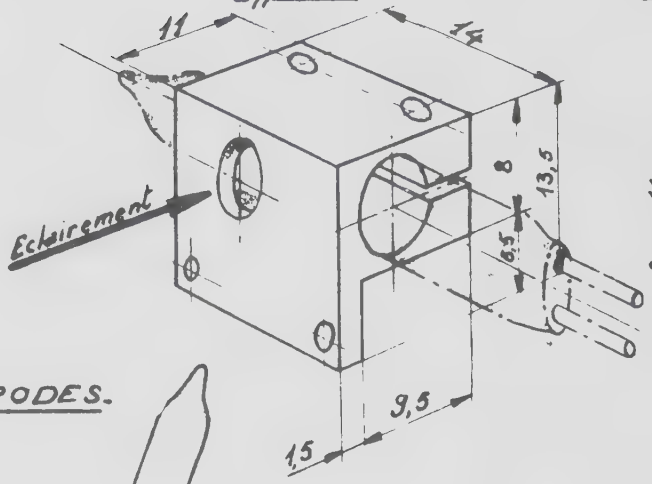
-PORTE CELLULES-

-CONE A LUMIERE-

Cône de concentration s'adaptant sur les porte cellules type A et B



-Type B-



-Type A-

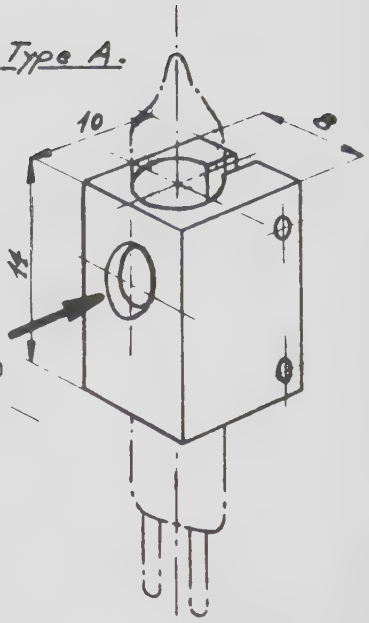
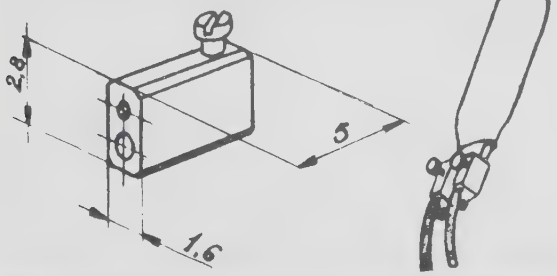
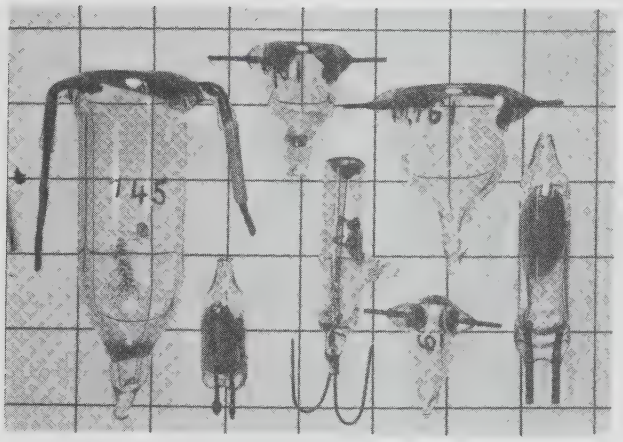


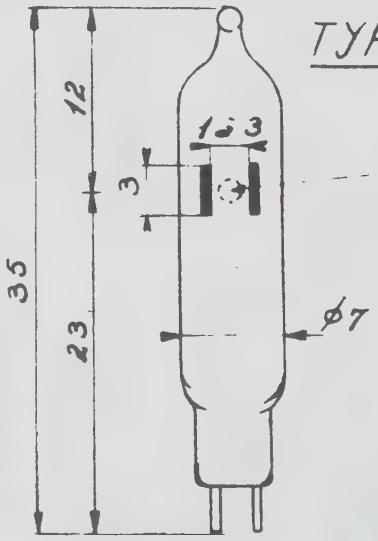
Fig. V-1

-RACCORD ELECTRODES-





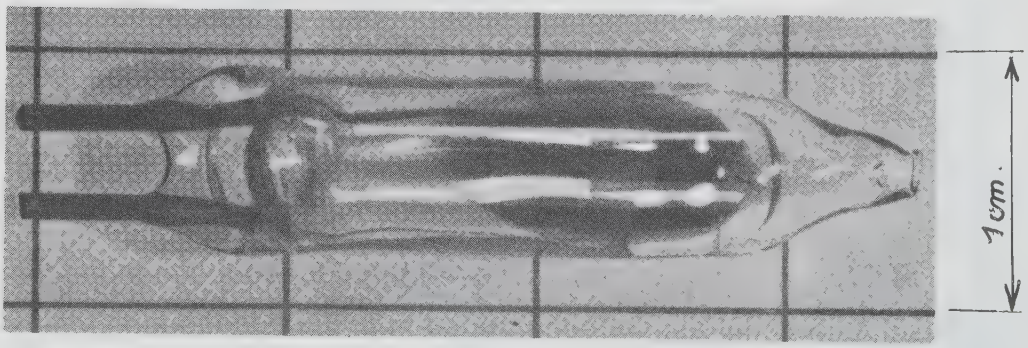
TYPE D2



(Ech : 2)

Vue de dessous

Fig. V-2



COURBES DE TRANSMISSION

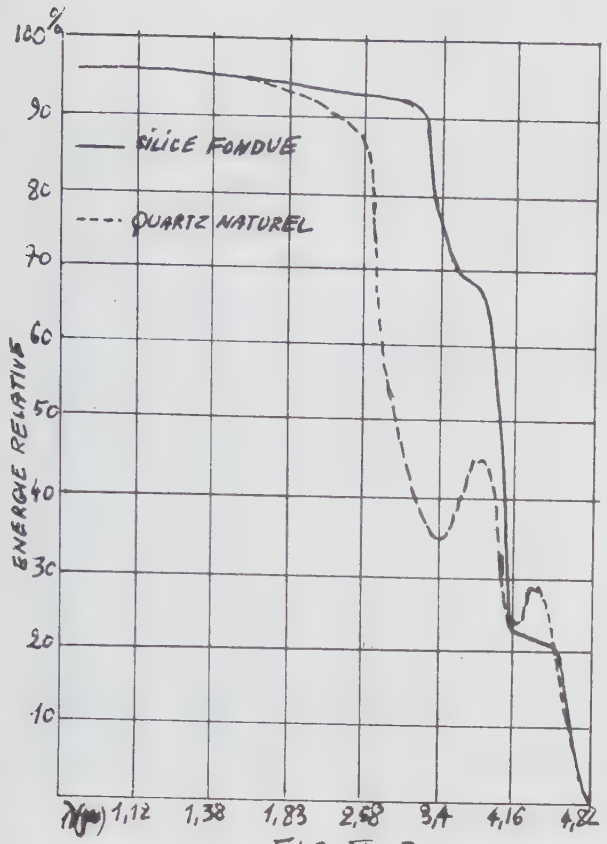


FIG V-3

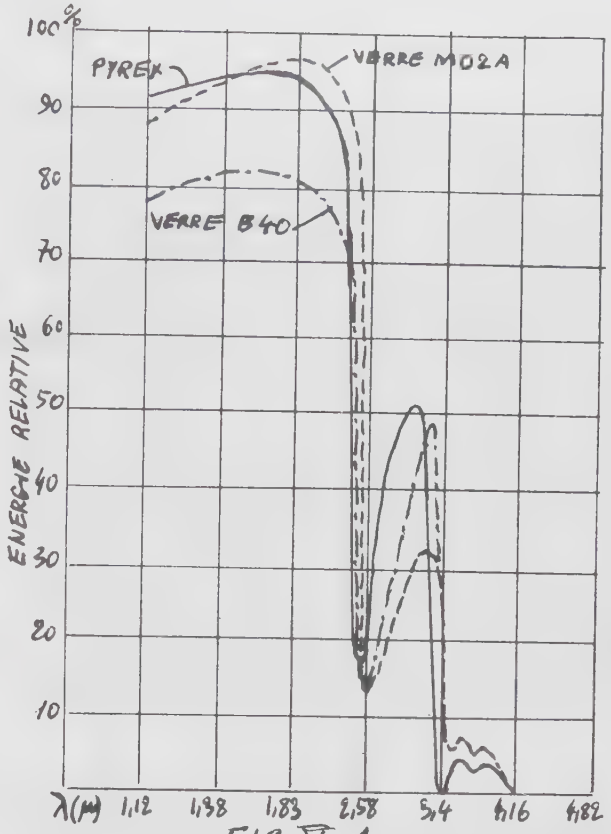


FIG V-4

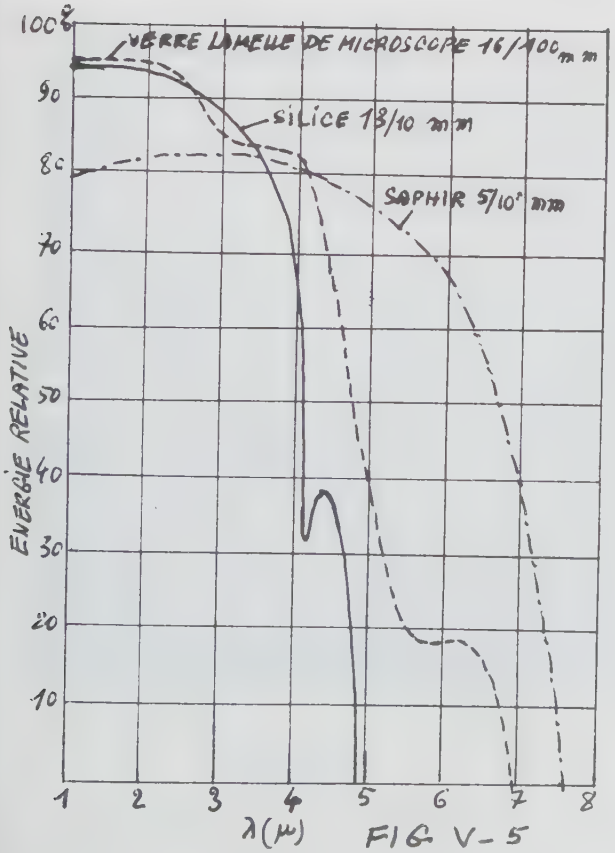


FIG V-5

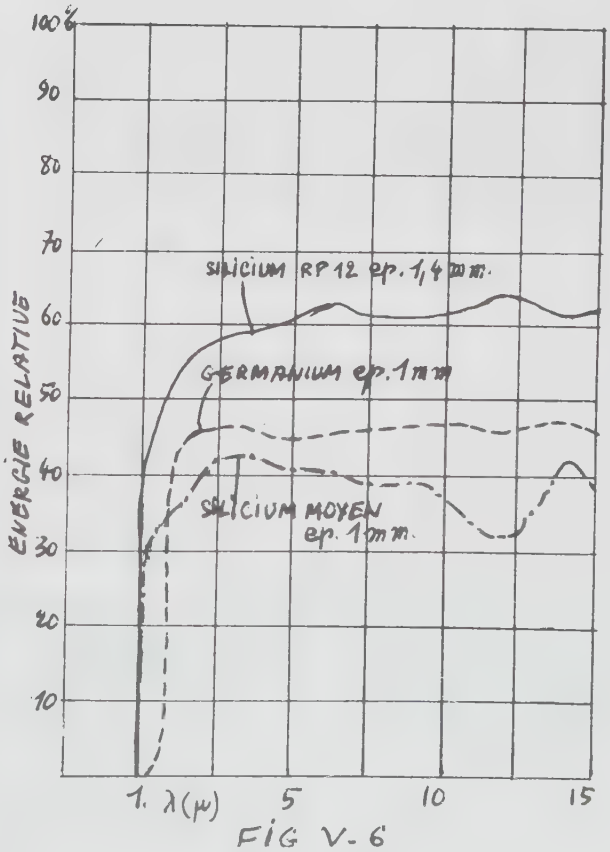


FIG V-6

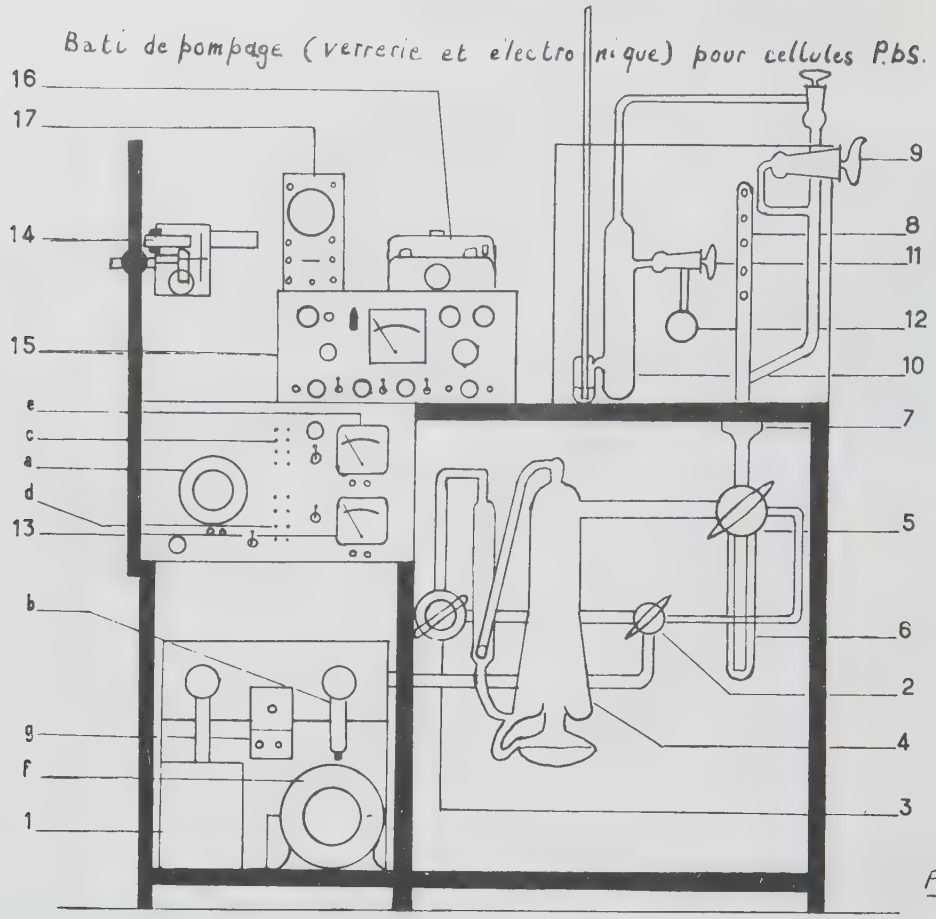


FIG. V-7

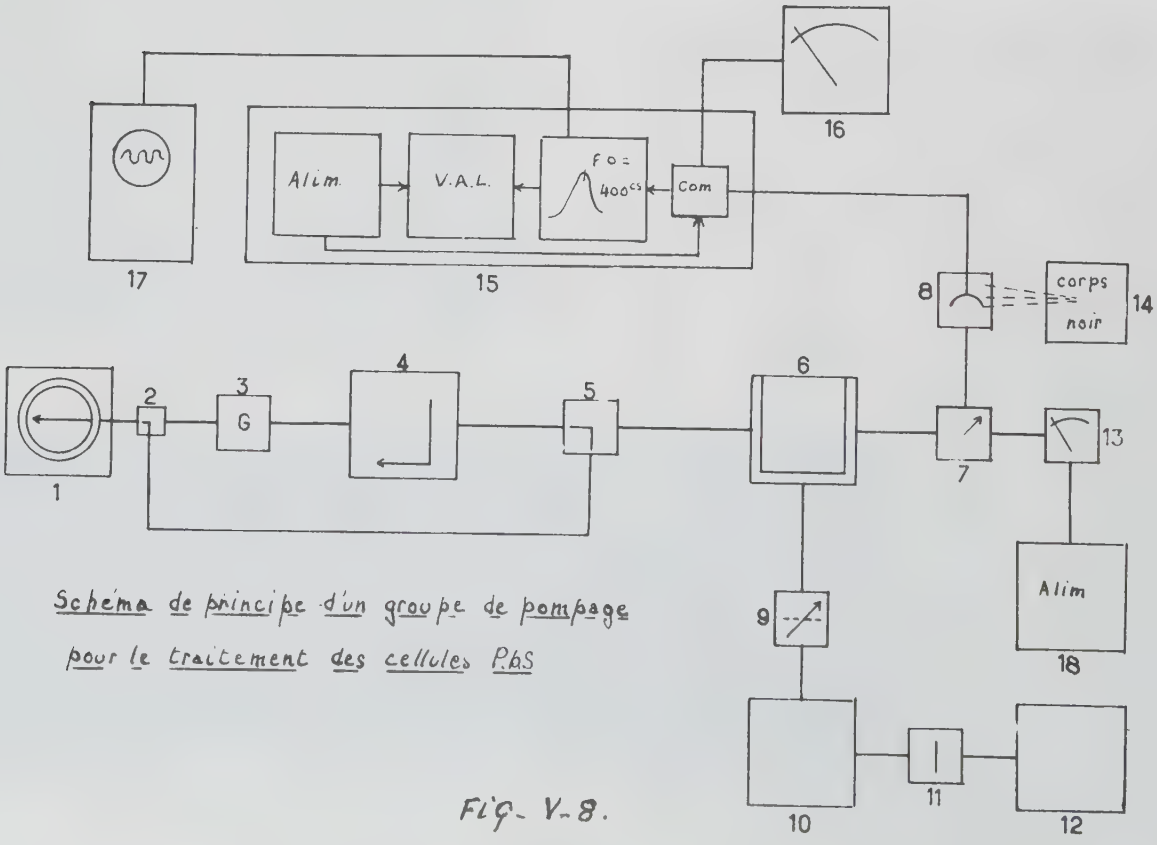
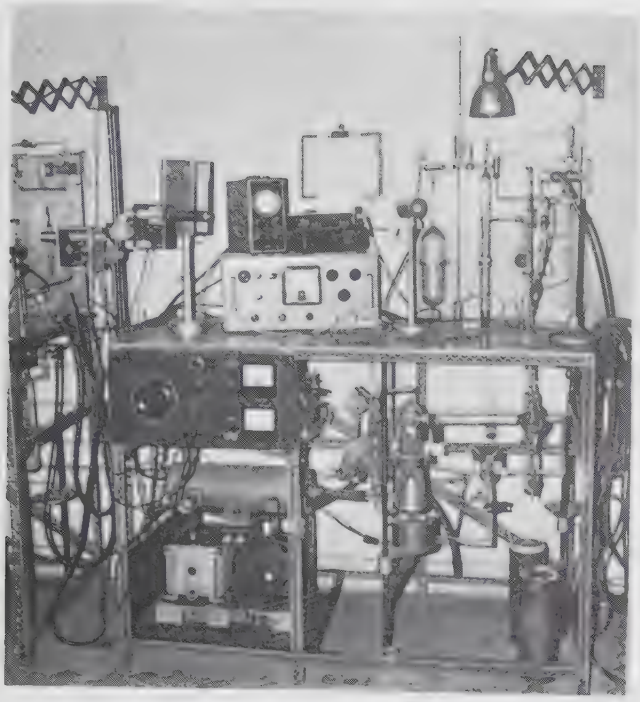


Schéma de principe d'un groupe de pompage pour le traitement des cellules PbS

FIG. V-8.



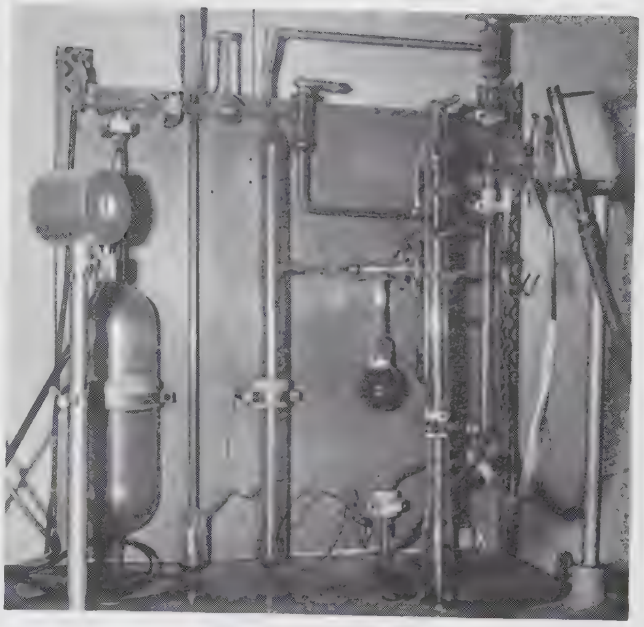


Fig V-10

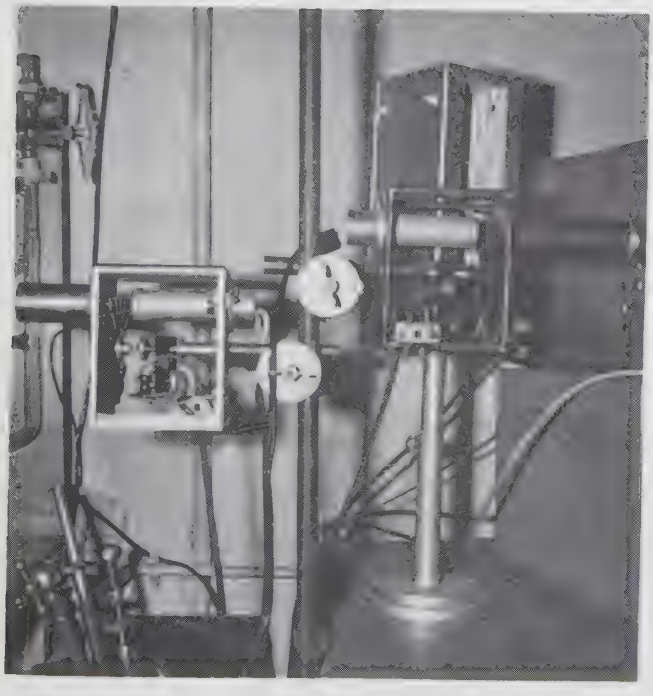


Fig V-11

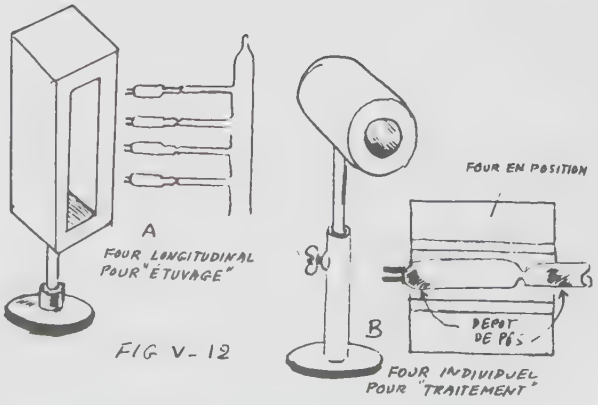
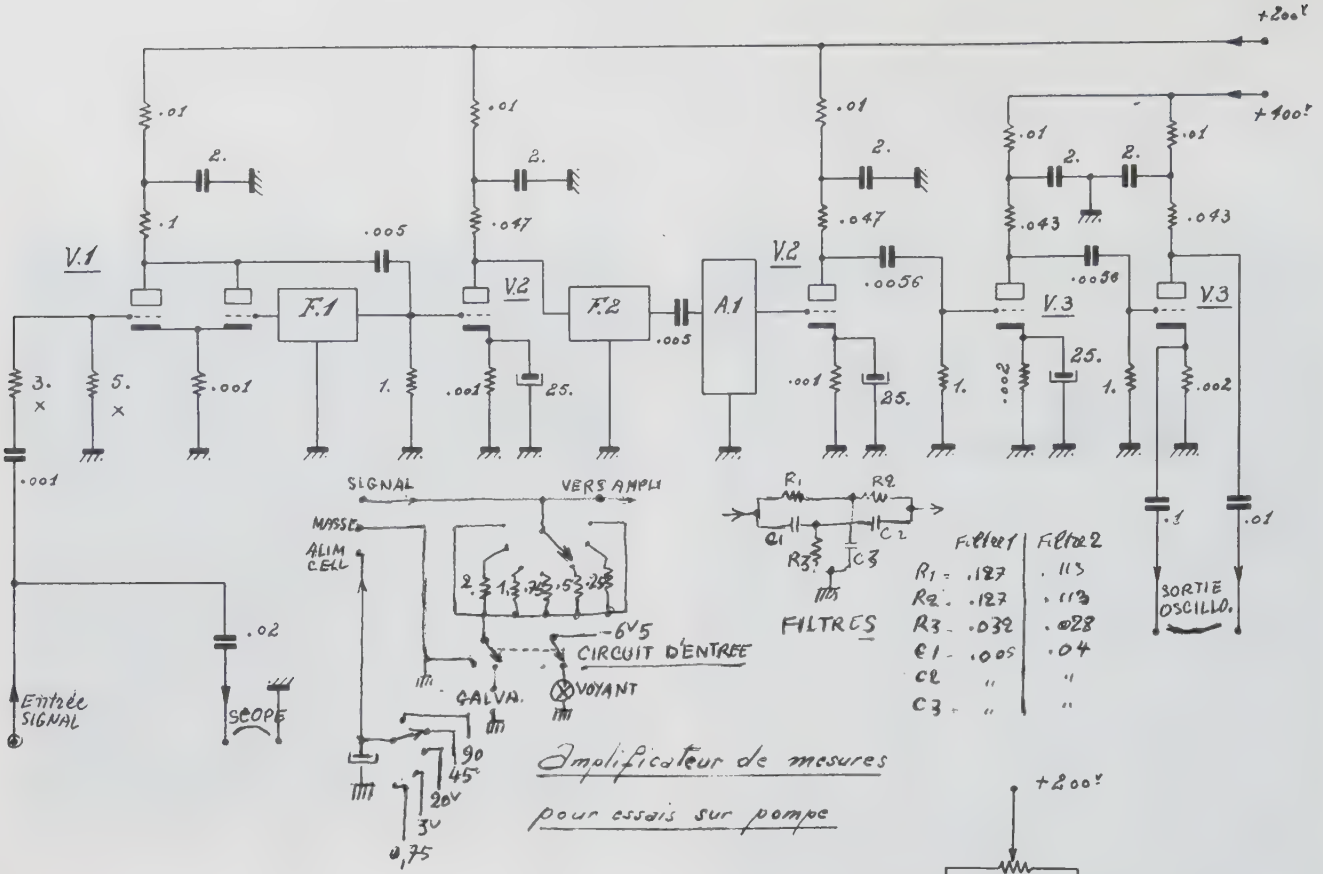


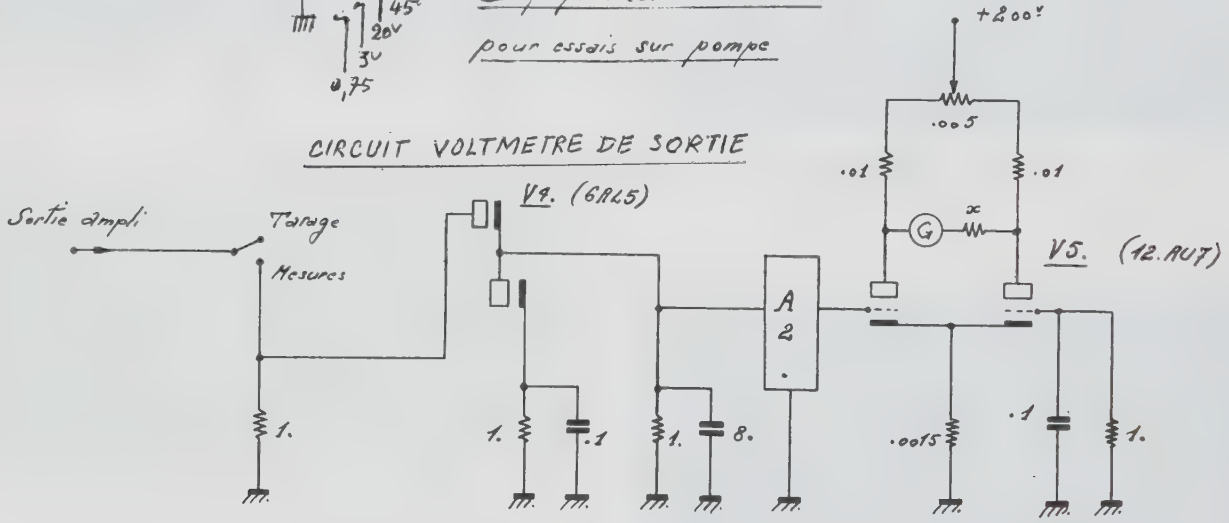
FIG V-12



Amplificateur de mesures

pour essais sur pompe

CIRCUIT VOLTMETRE DE SORTIE



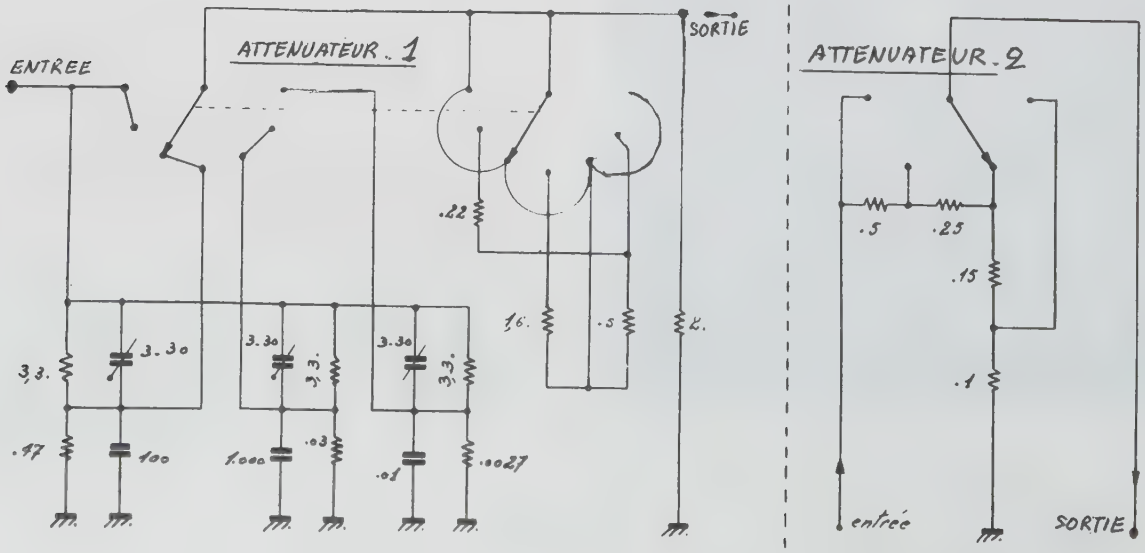


Fig. V. 14

REPONSE SPECTRALE COMPARÉE

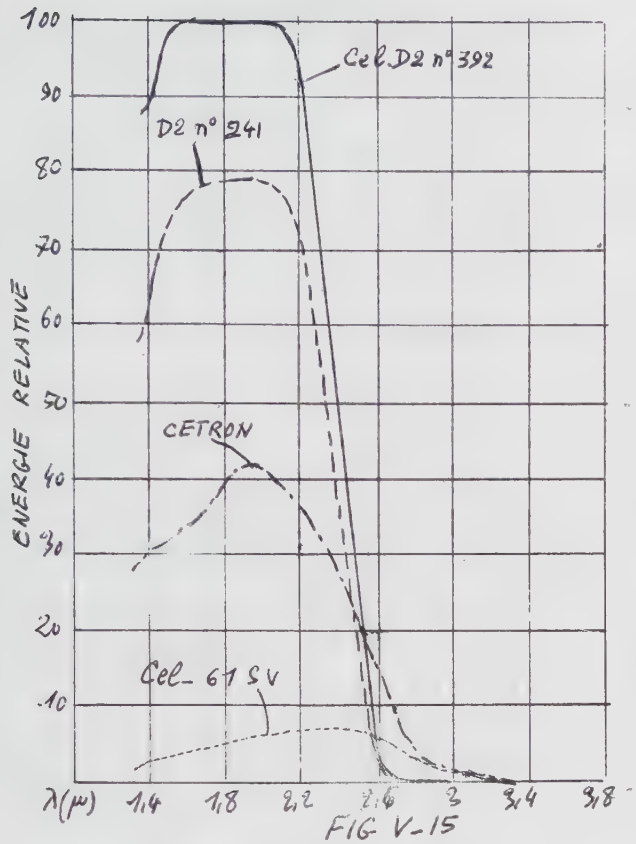


FIG V-15

REPONSE SPECTRALE COMPARÉE

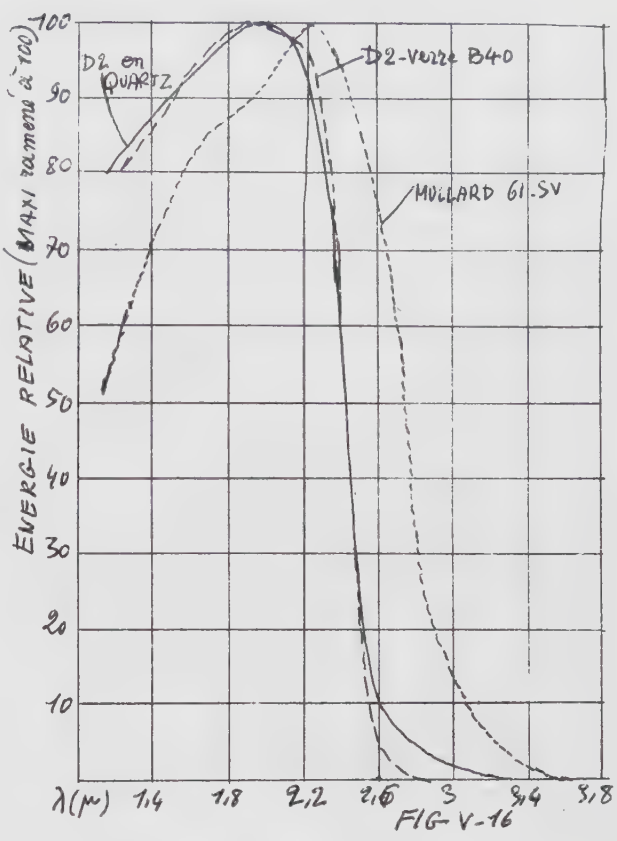


FIG V-16

REPONSE SPECTRALE COMPARÉE

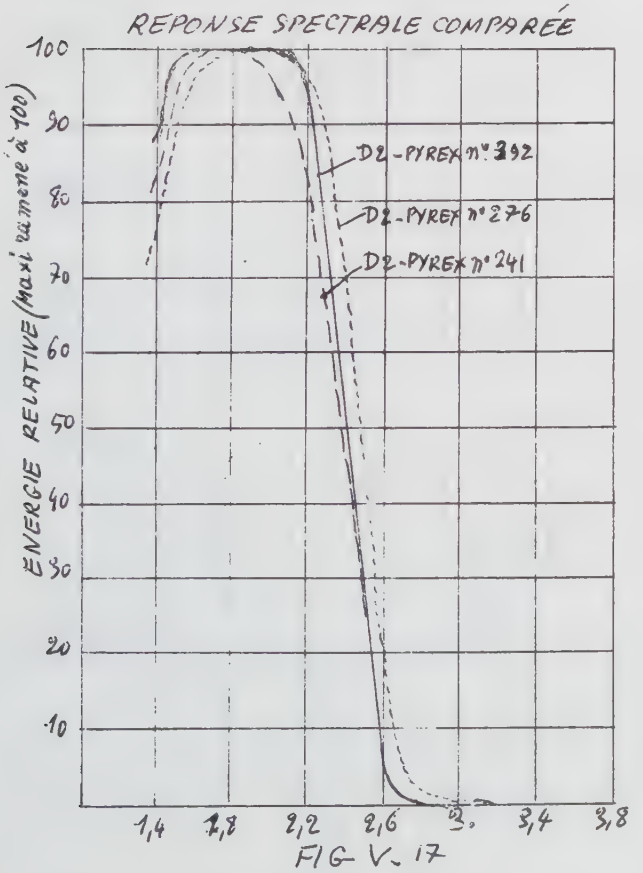


FIG V-17

RESISTANCE D'OBSCURITÉ EN FONCTION DE t. AMBIANT

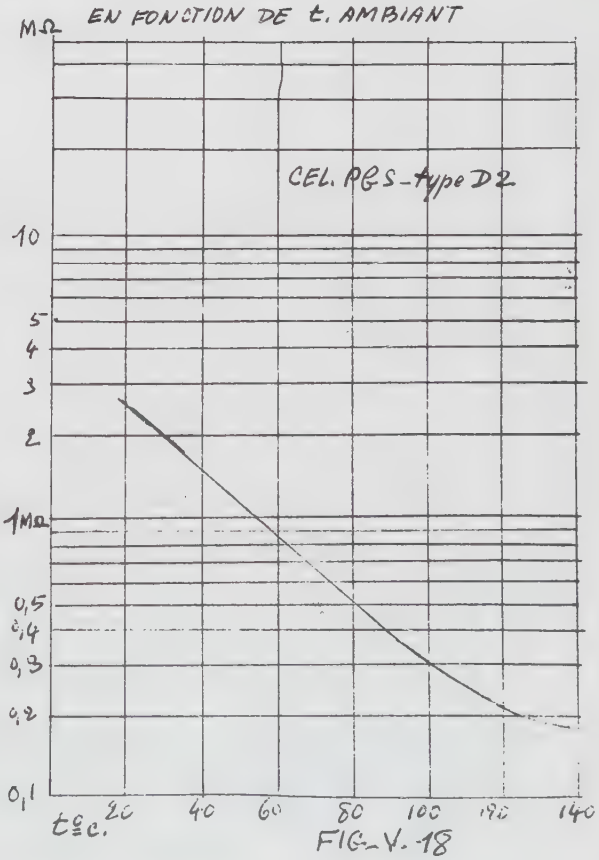


FIG V-18

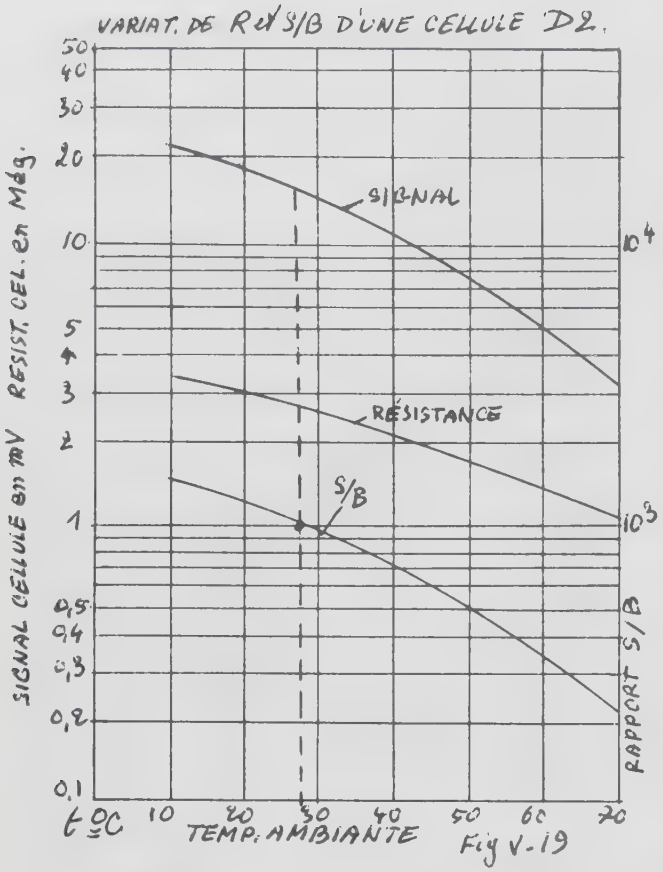


Fig V-19

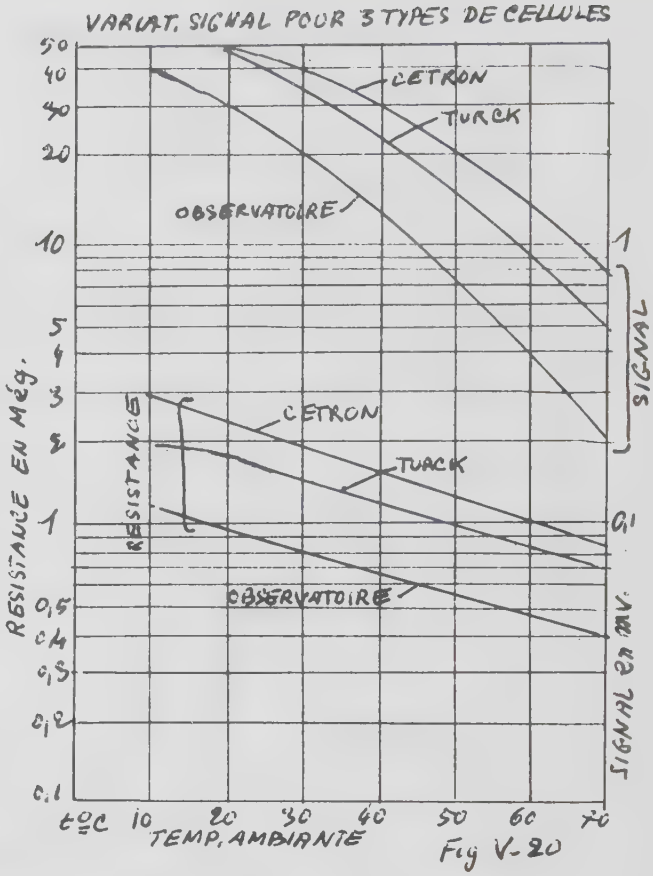


Fig V-20

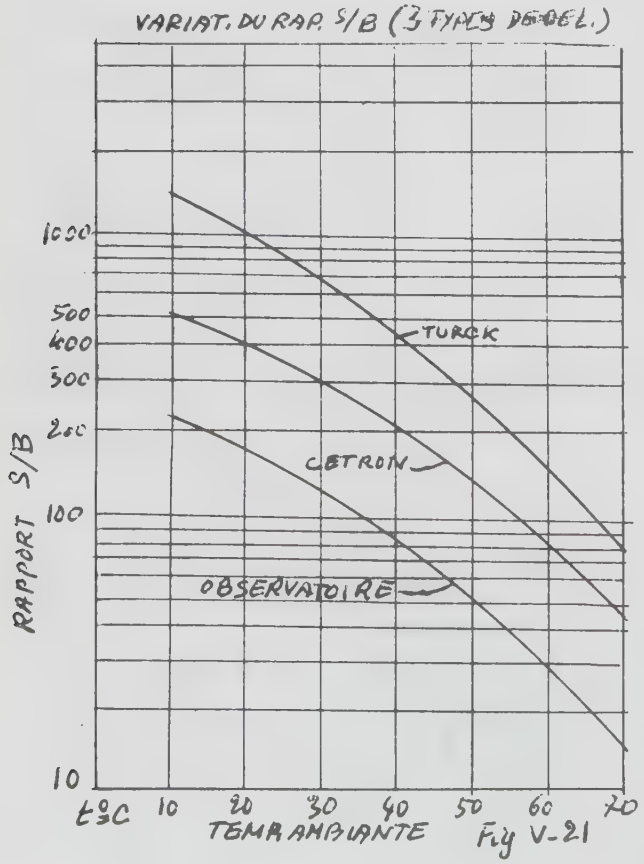


Fig V-21

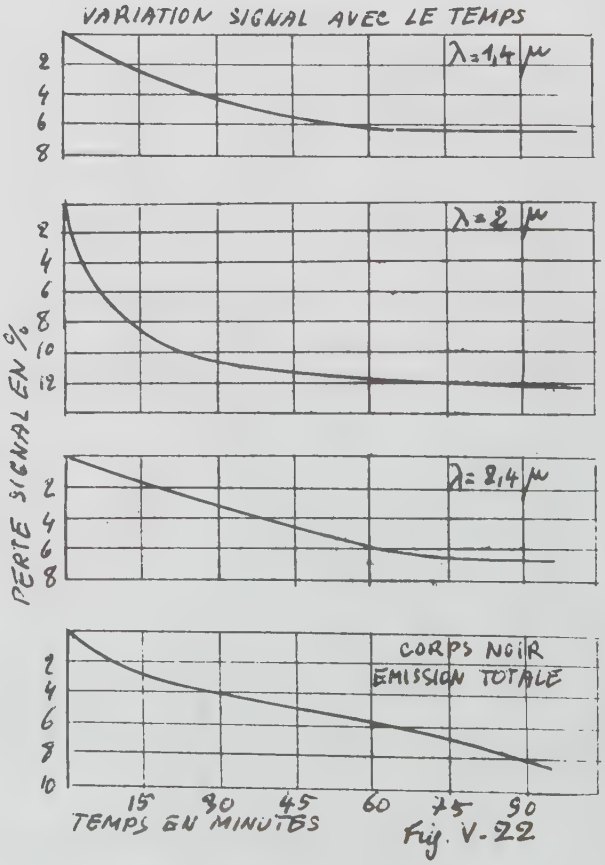


Fig. V-22

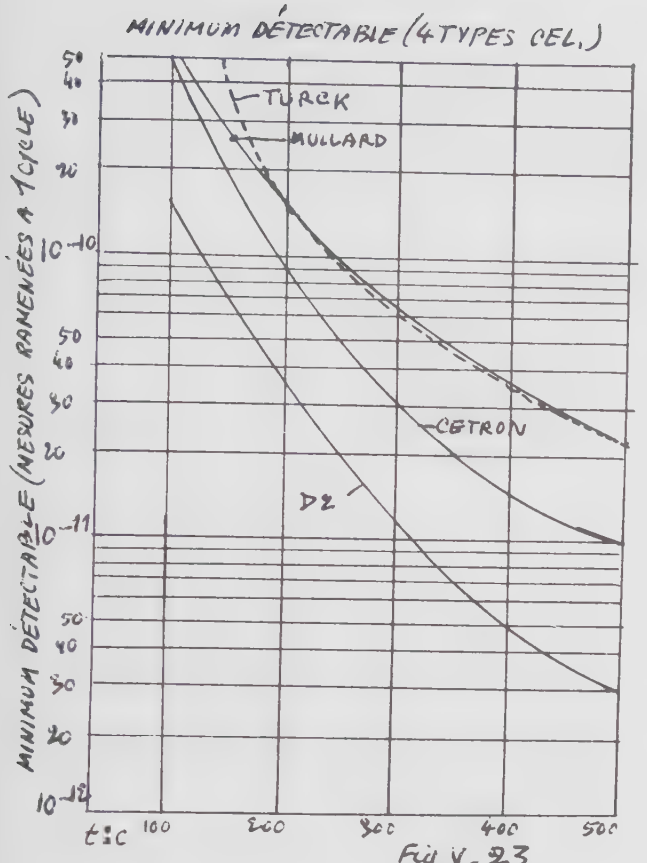


Fig V-23

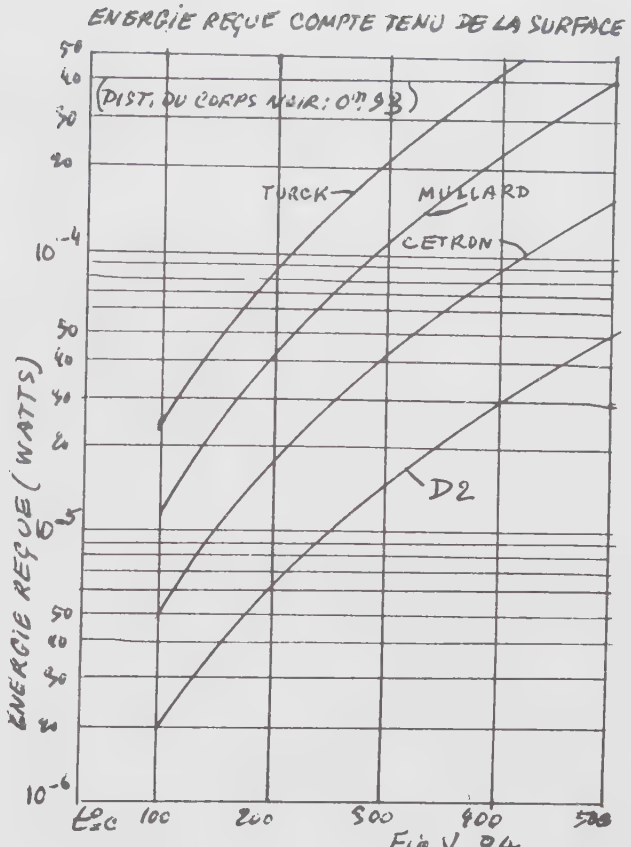


Fig V-24

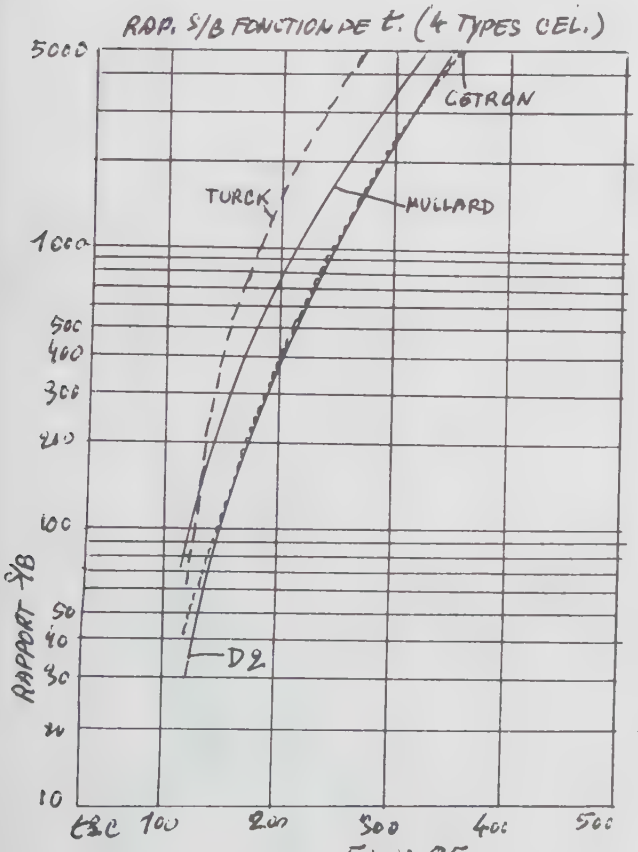


Fig V. 25

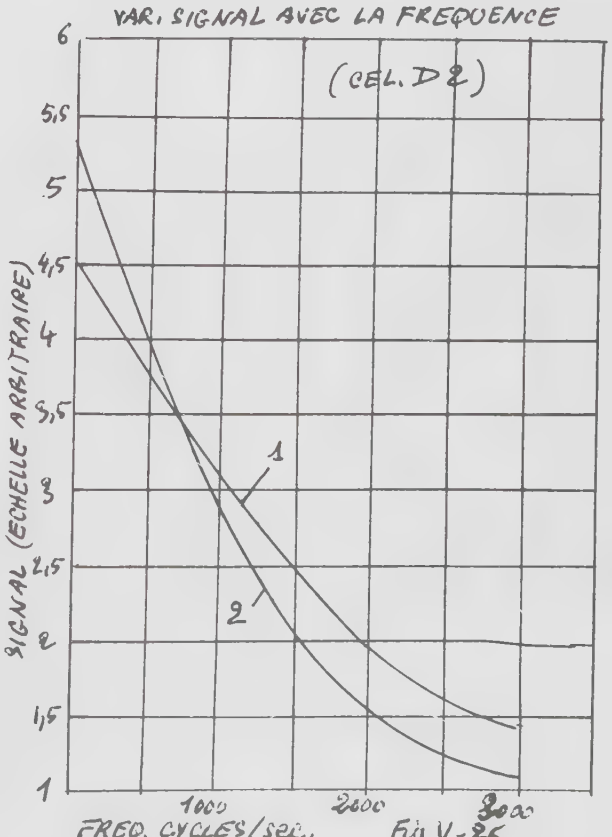


Fig V-26

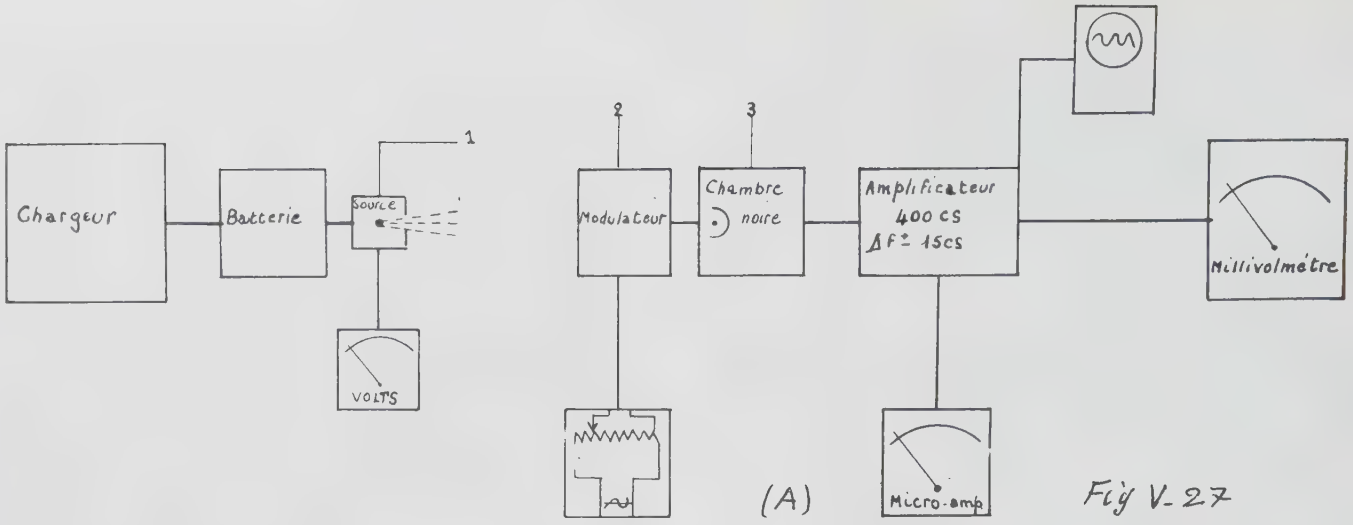
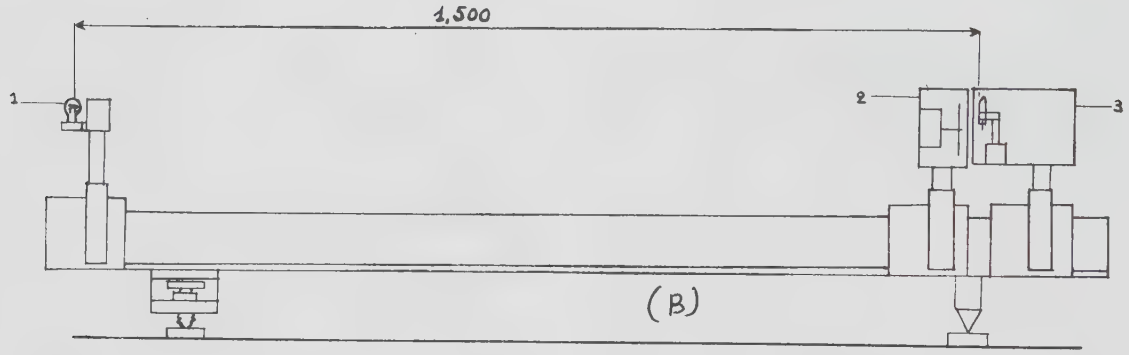


Fig V-27



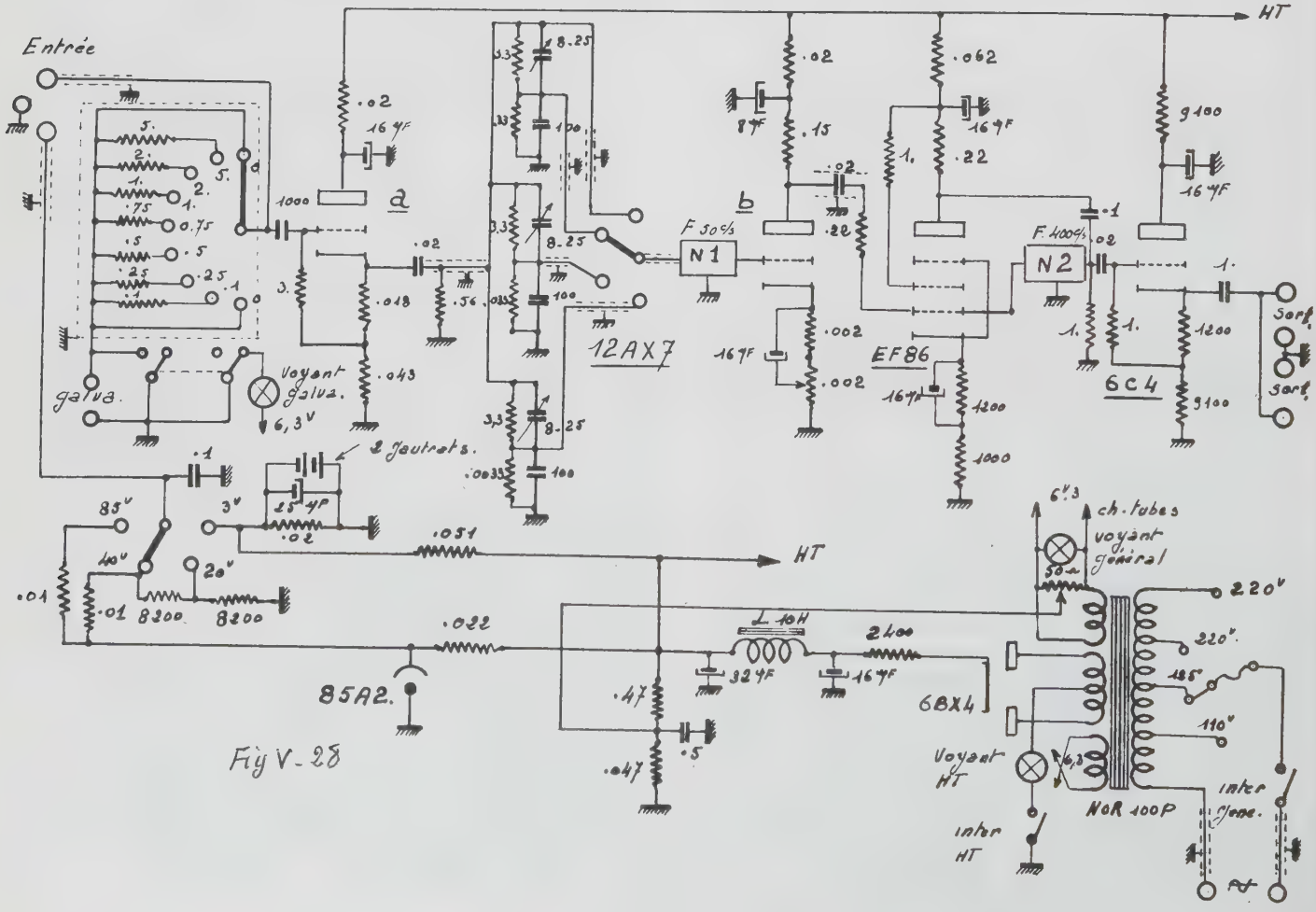


Fig V-28

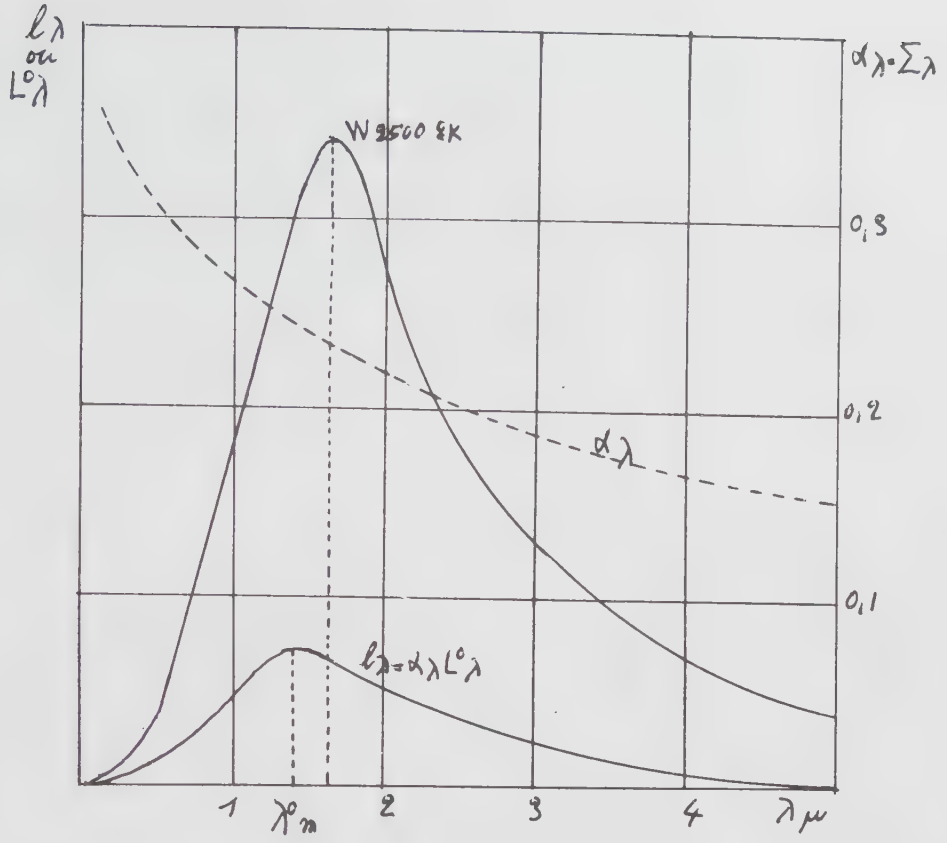


FIG VI-1

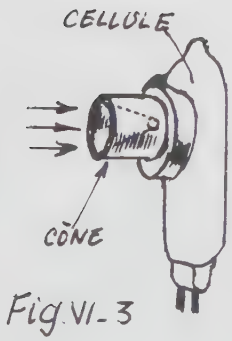


Fig VI-3

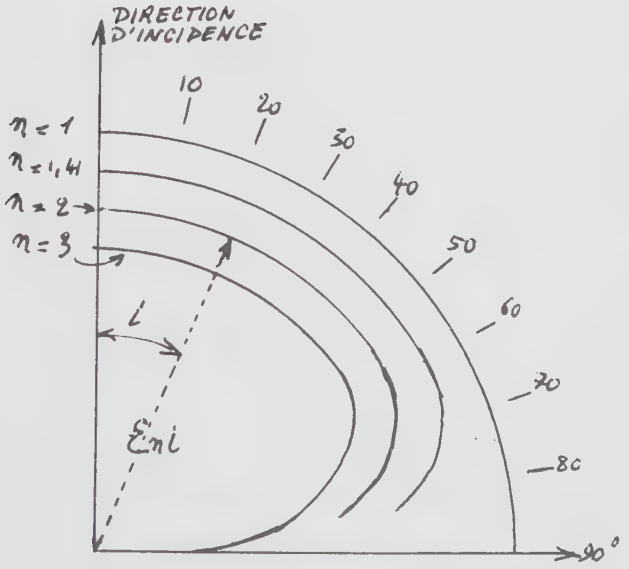
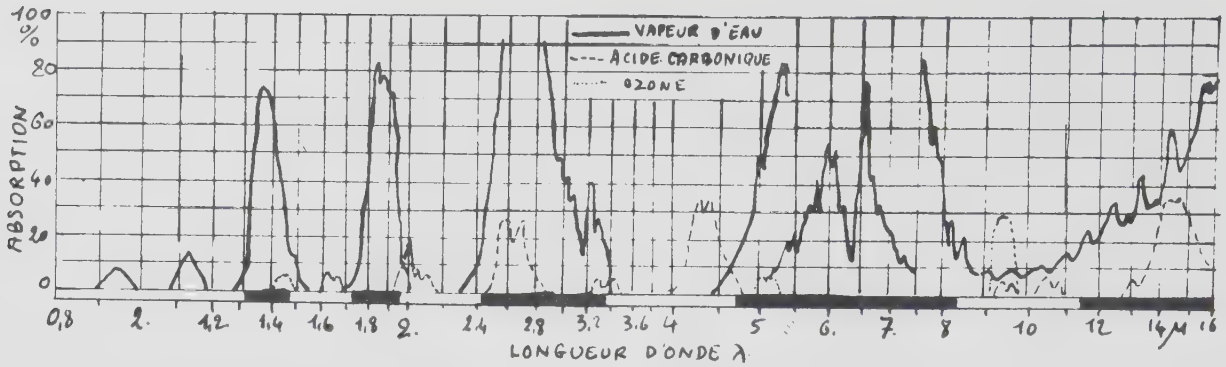
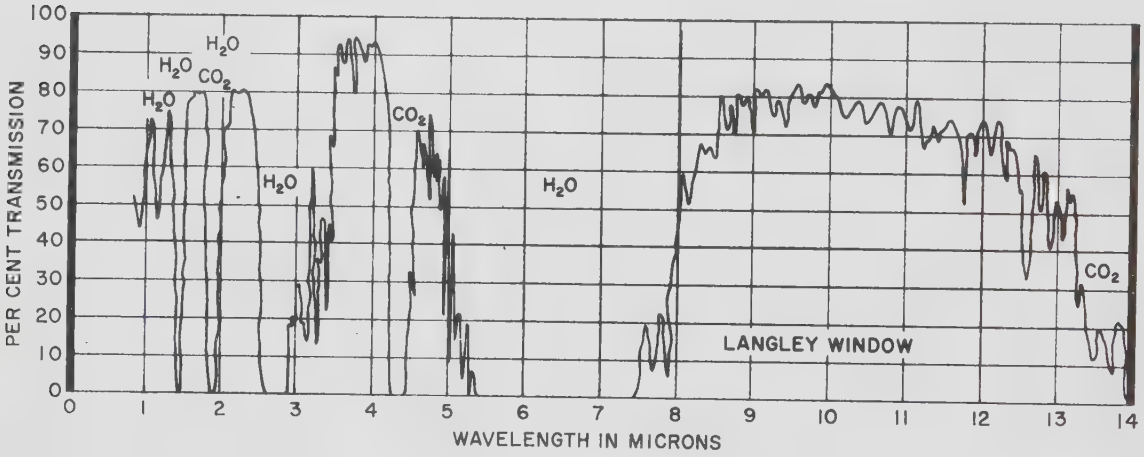
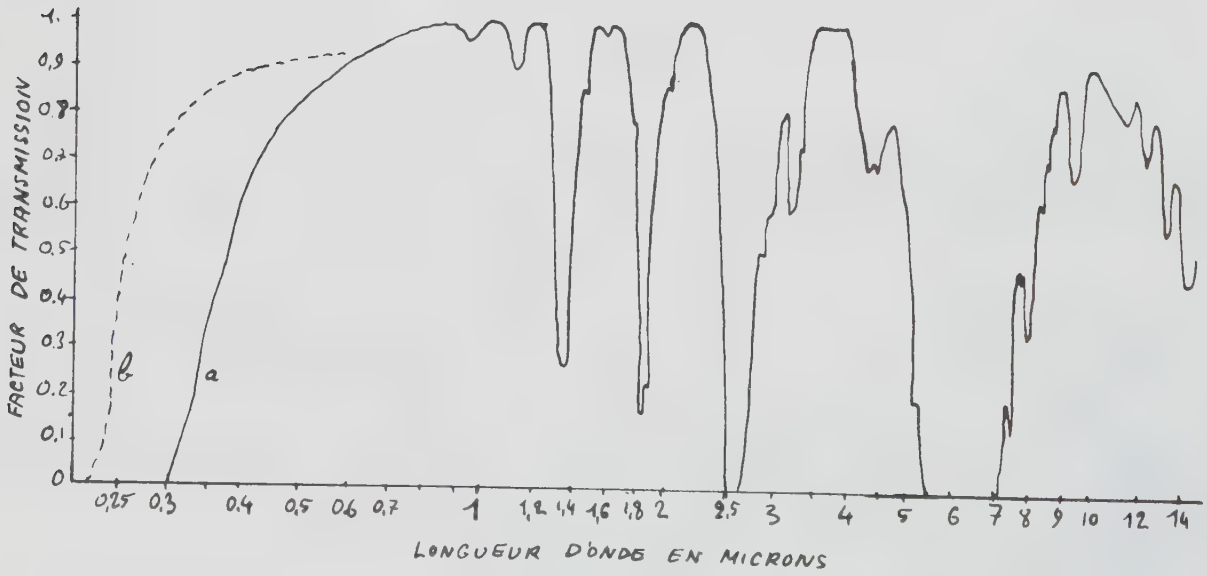


FIG VI-2



- ABSORPTION DES RAYONS I.R. PAR L'ATMOSPHERE





TRANSMISSION SPECTRALE DE L'ATMOSPHERE SANS BRUME
a/ SOURCE EXTERIEURE à l'atmosphère
b/ FAISCEAU HORIZONTAL AU NIVEAU DU SOL, LONGUEUR 1 Km.

Fig VI - 4

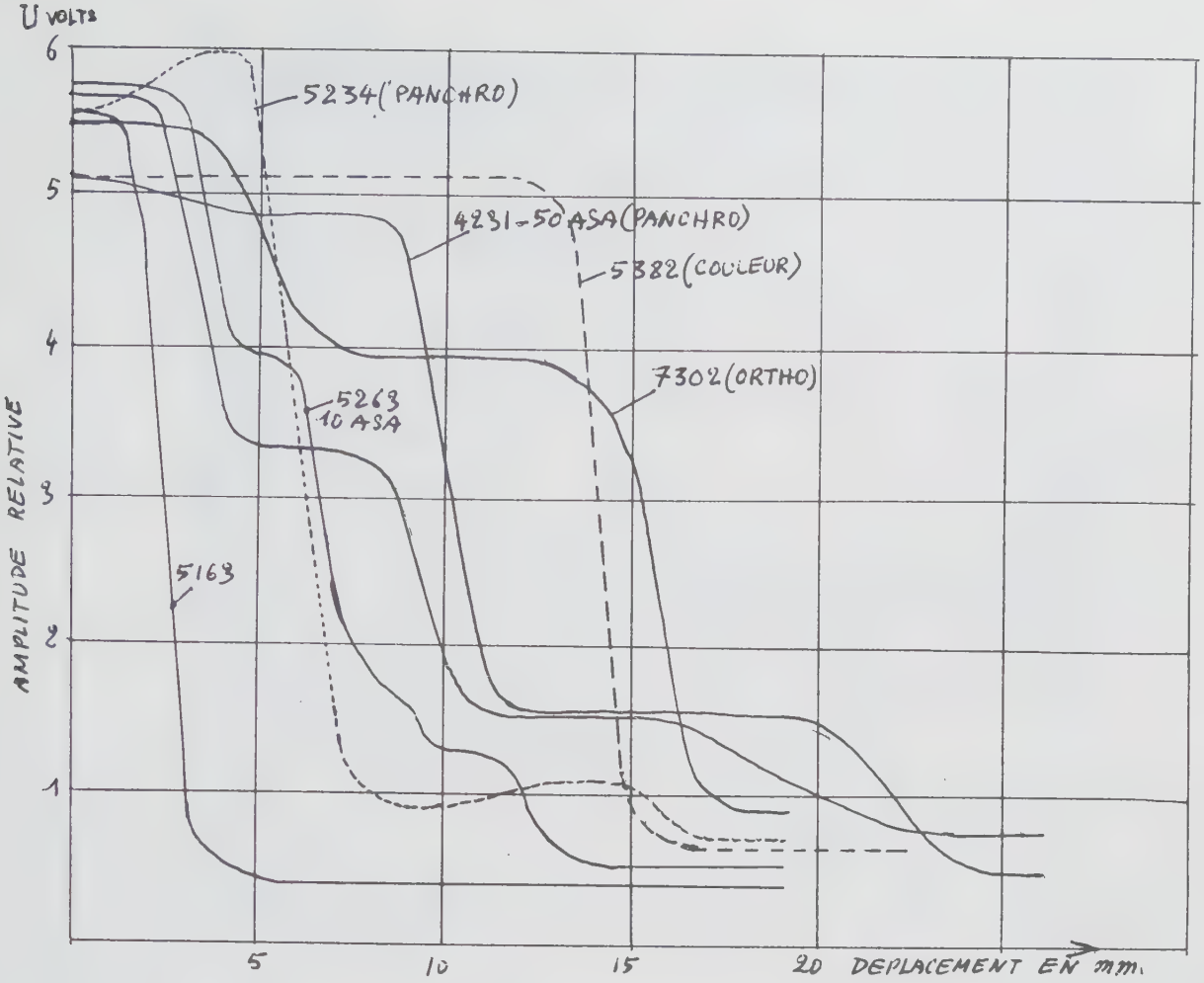


FIG VI-5

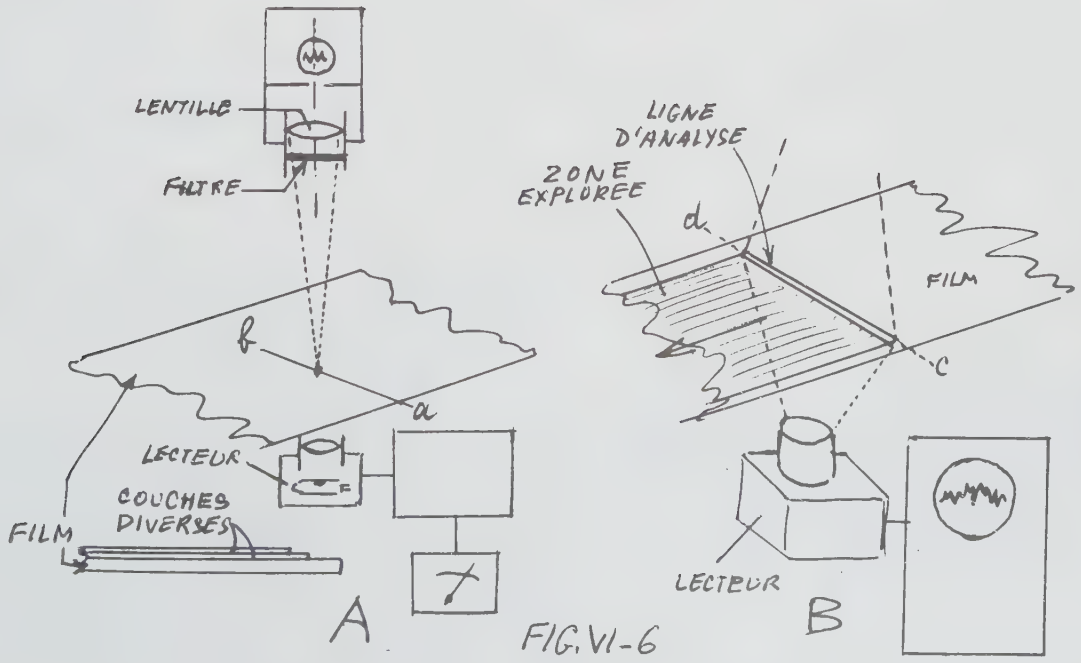
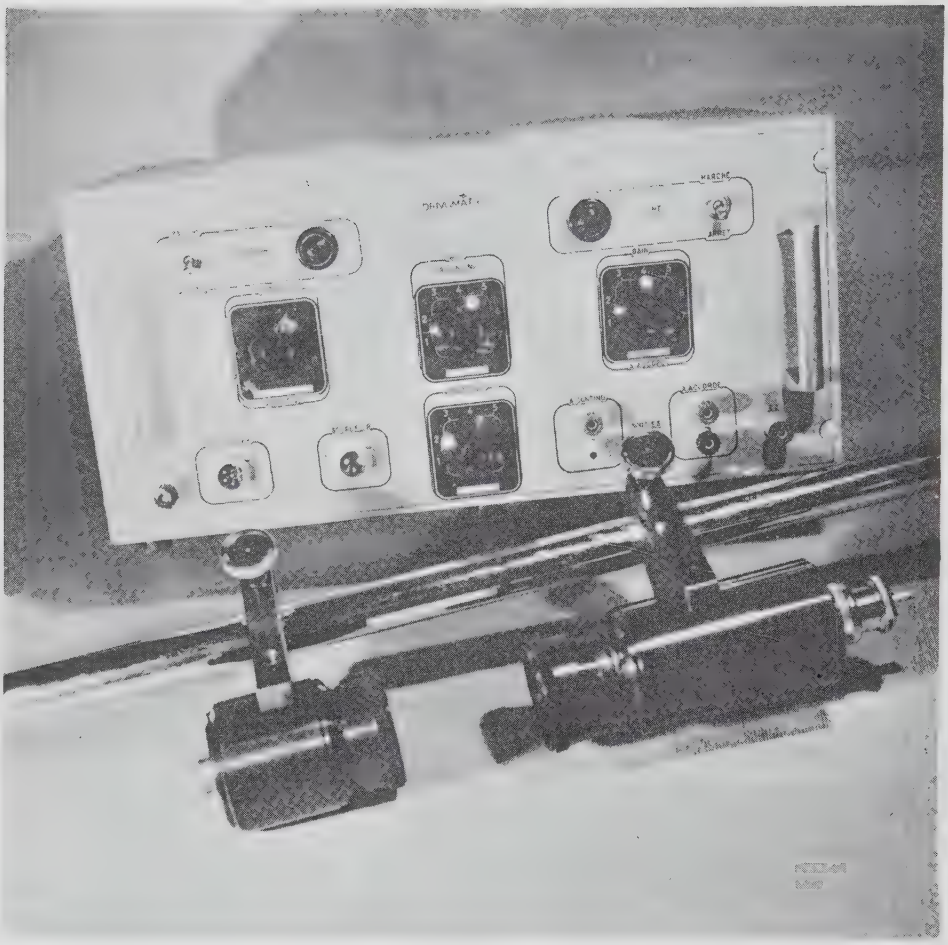


FIG. VI-6



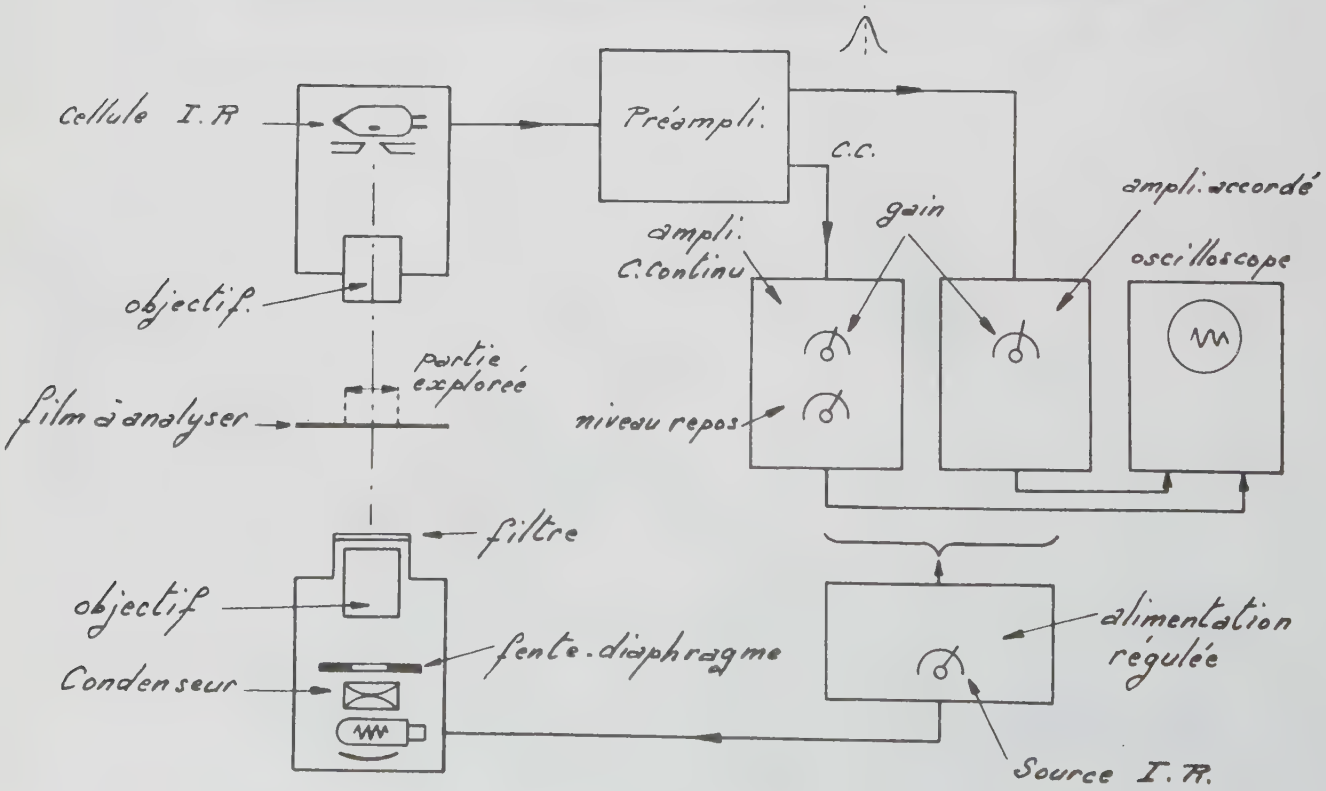

Cellule I.R
Préampli.
C.C.
ampli. accordé
gain
ampli.
C. Continu
oscilloscope
objectif
partie
explorée
film à analyser
niveau repos
filtre
objectif
fente. diaphragme
Condenseur
alimentation
régulée
Source I.R.

Fig VI - 6 (C)

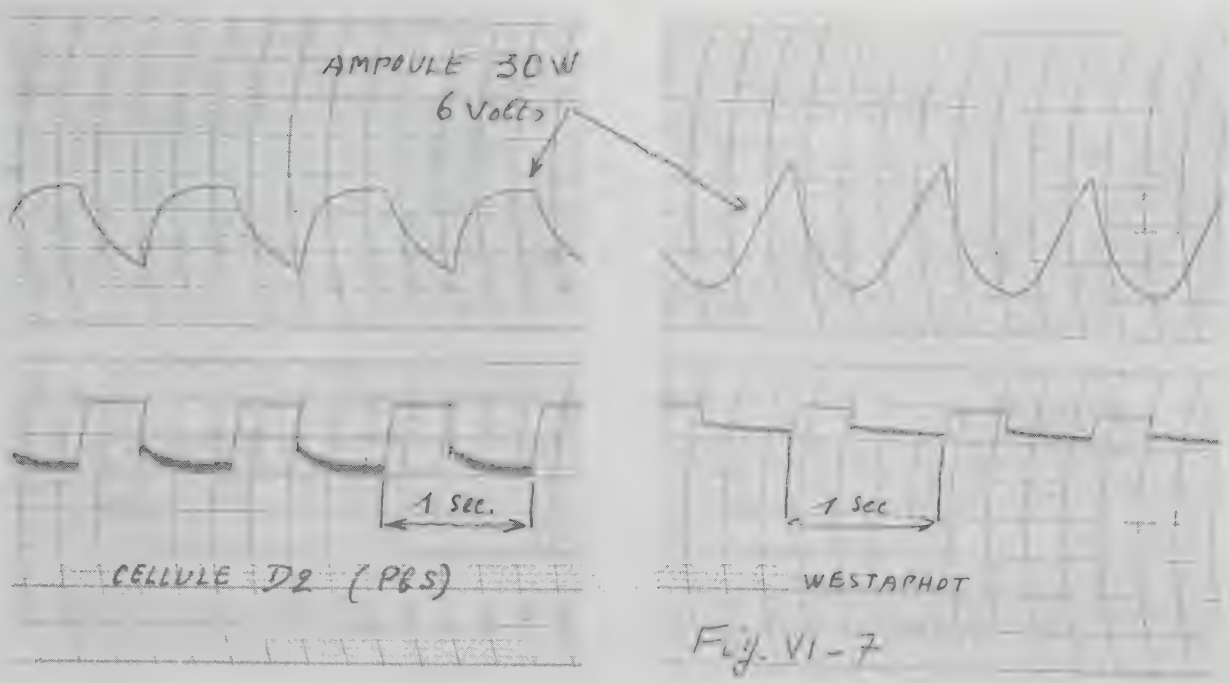
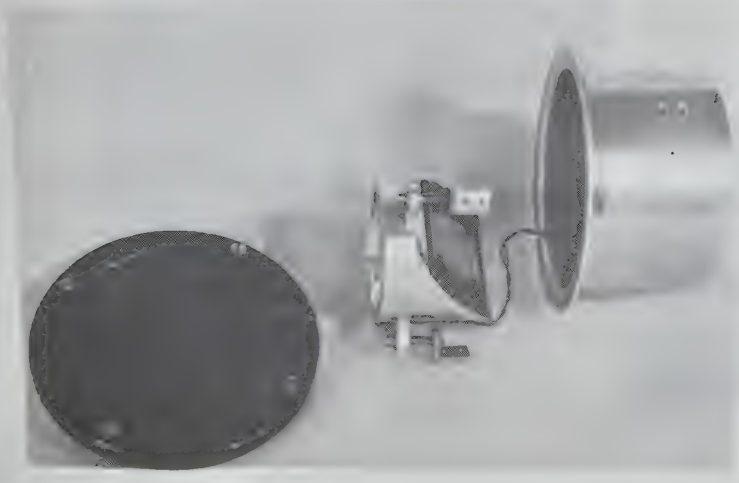


Fig. VI - 7



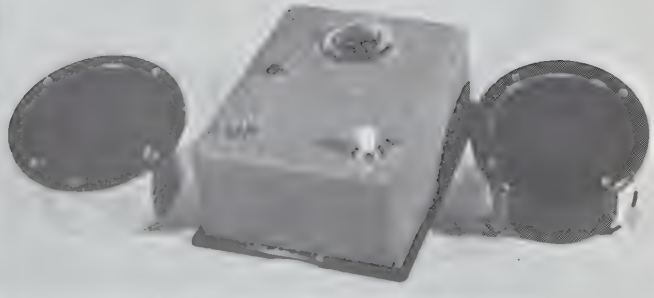
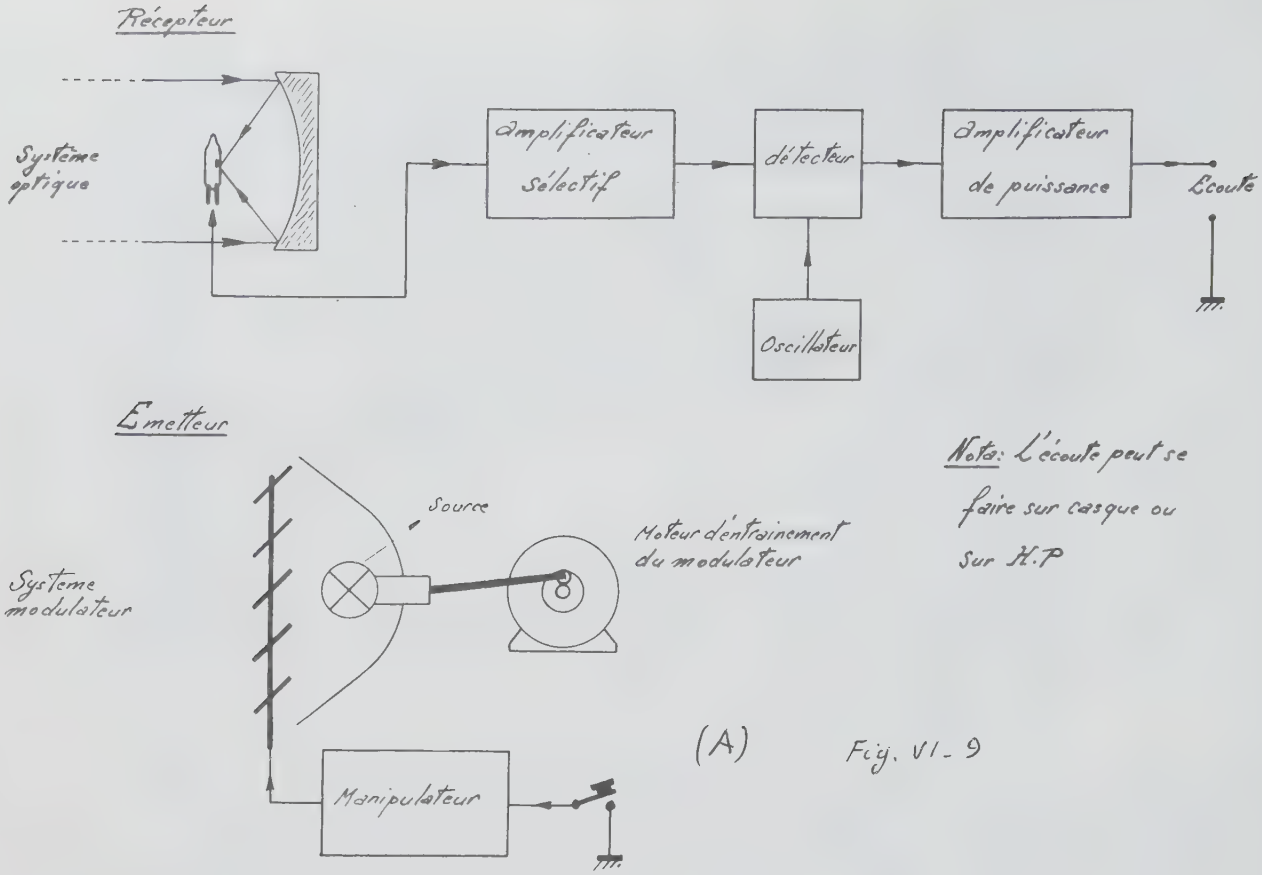
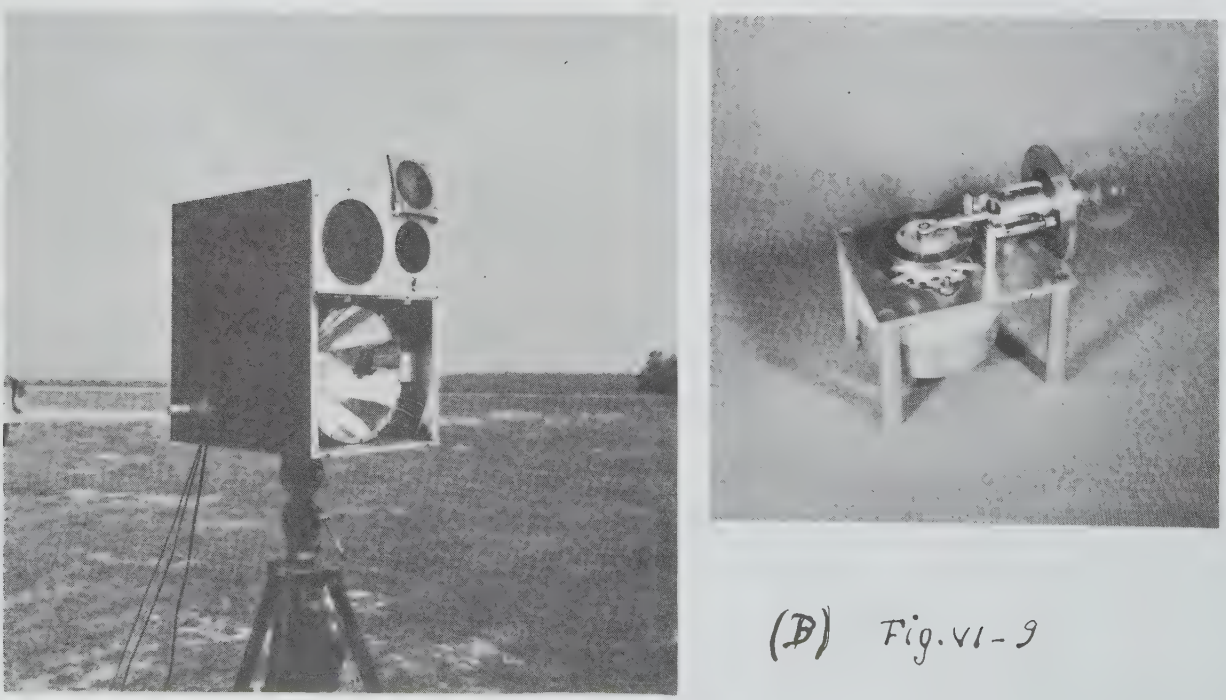


Fig. VI - 8



(A) Fig. VI-9



(B) Fig. VI-9

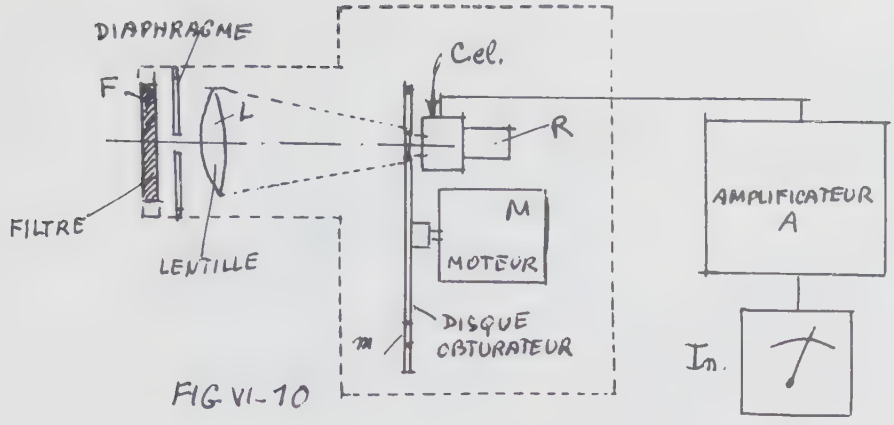


FIG VI-10

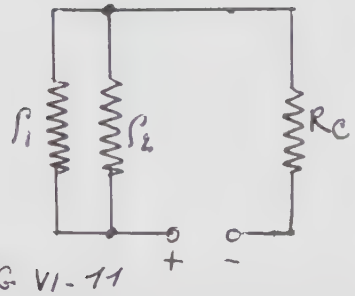


FIG. VI-11

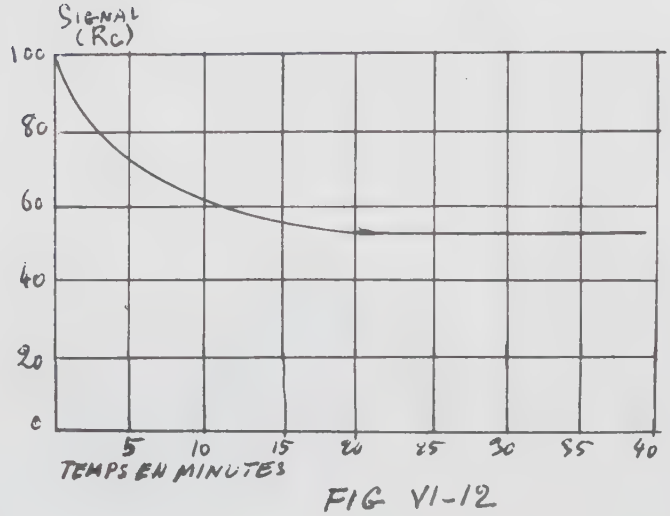


FIG VI-12

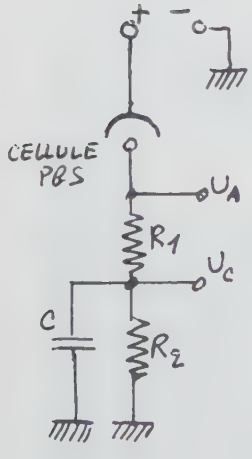


FIG VI-13

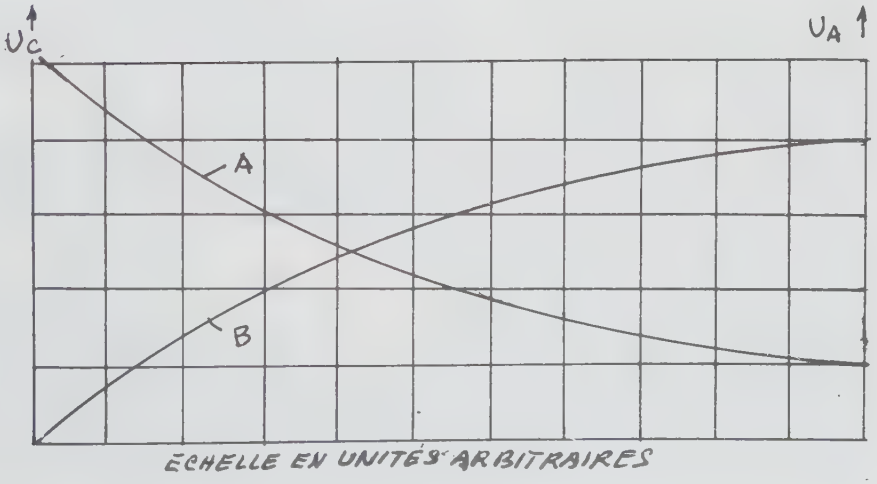


FIG VI-14

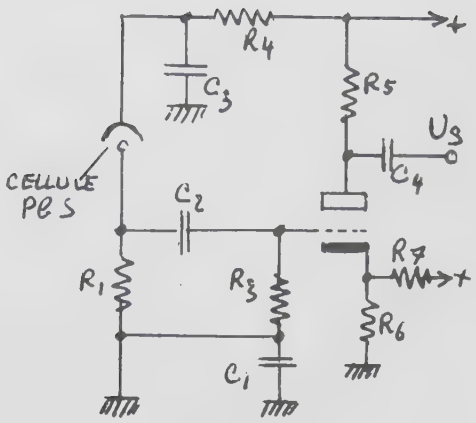


FIG VI-15

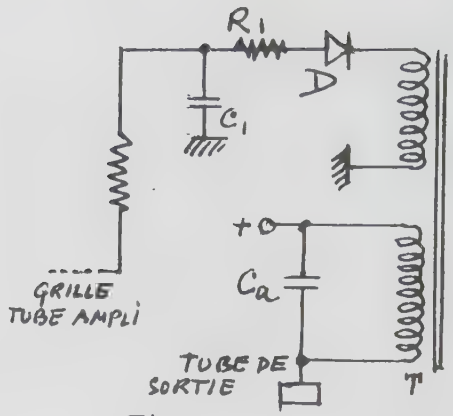


FIG VI-16

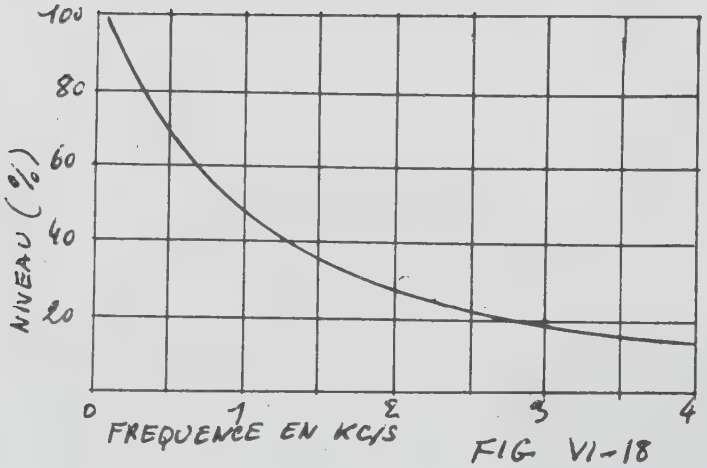


FIG VI-18

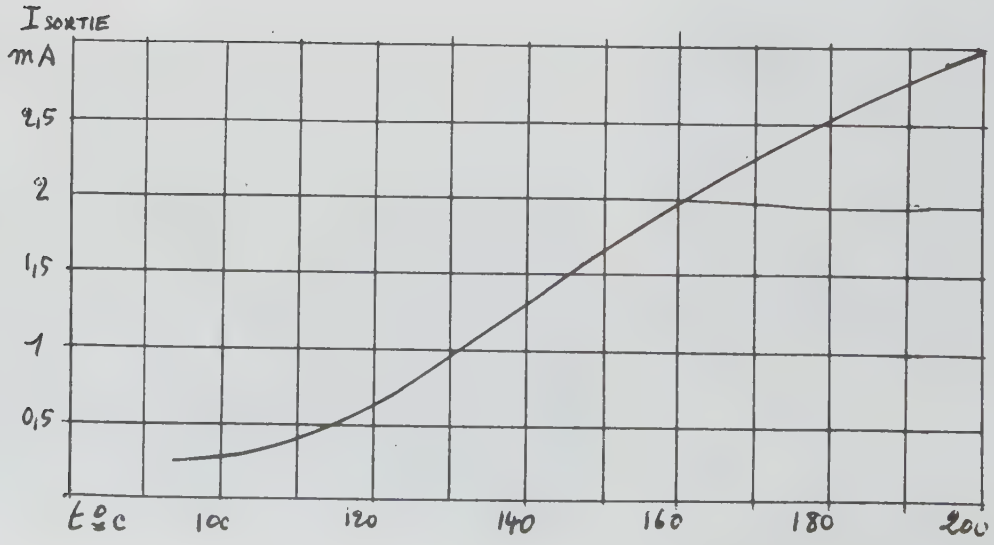
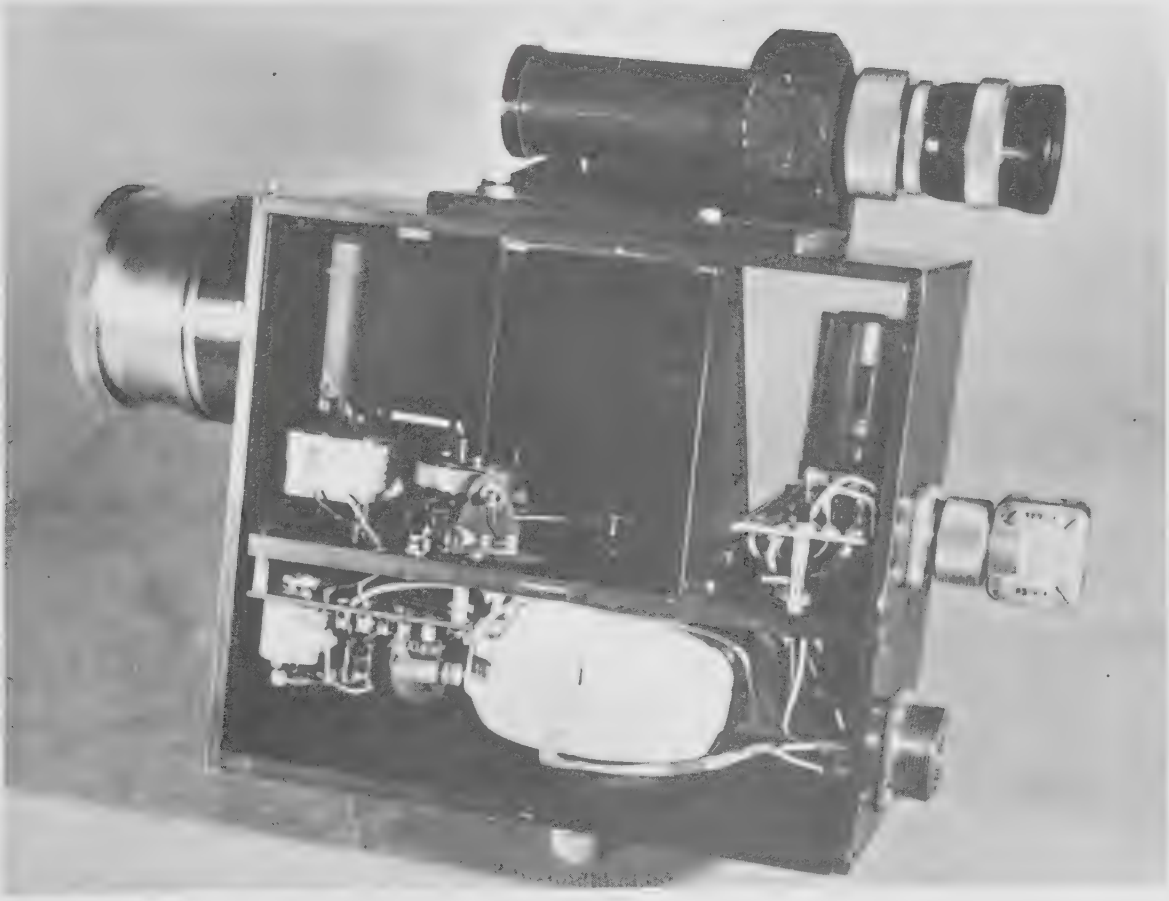
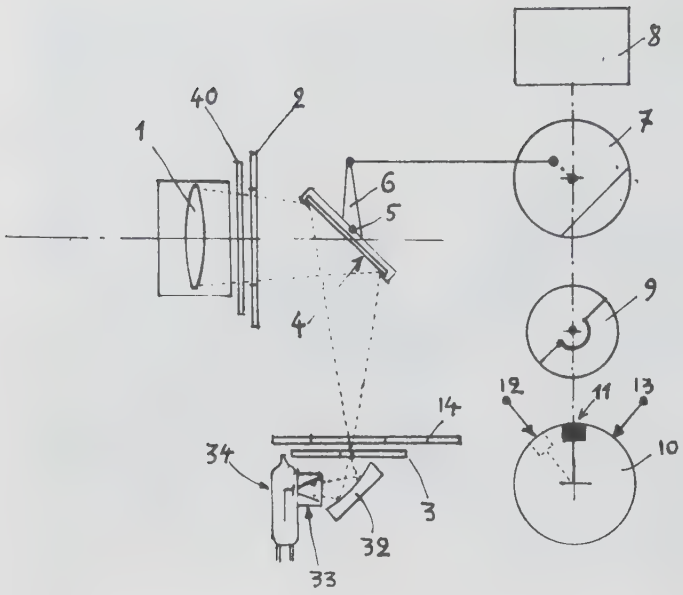


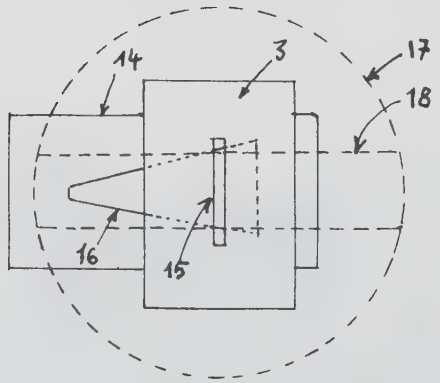
FIG VI-17

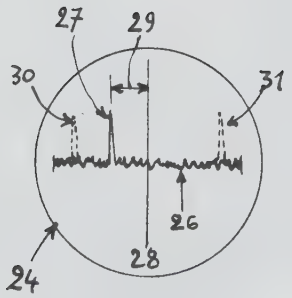
PYROMETRE 100 – 800 °c Fig VI-19



ANALYSEUR DE CHAMP Fig VI – 21


8
40
2
1
7
6
5
4
9
12
11
13
14
10
34
3
32
33


14
3
17
18
16
15


27
29
30
31
26
28
24

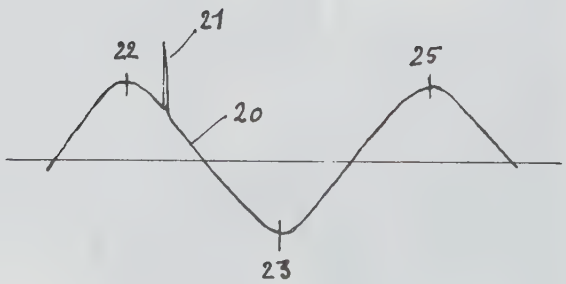
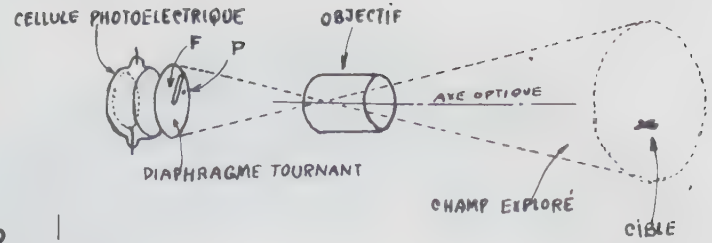

21
22
25
20
23

Fig. VI – 20



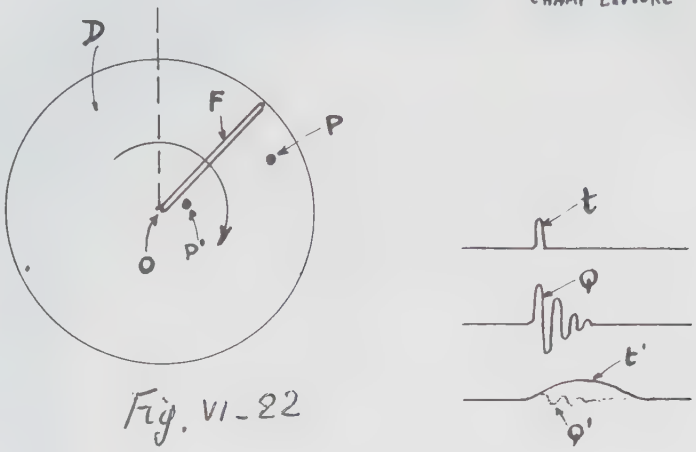


Fig. VI-22

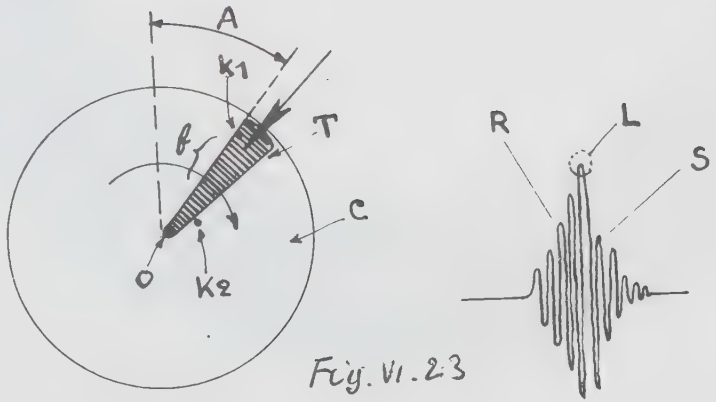


Fig. VI.23

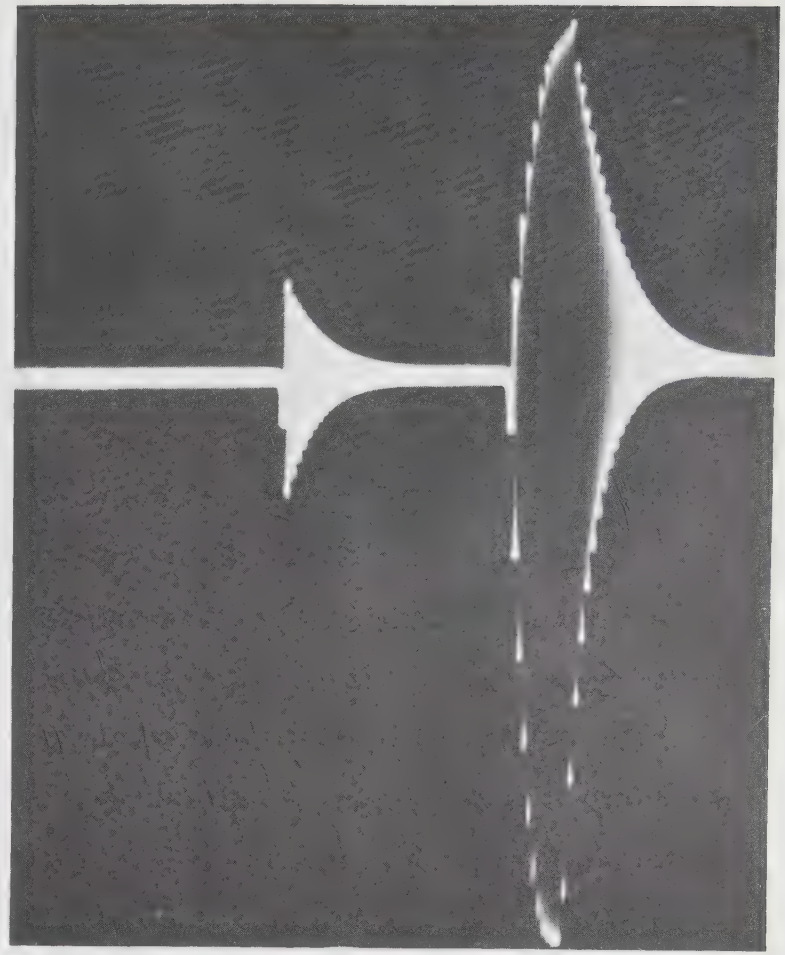


Fig. VI. 24

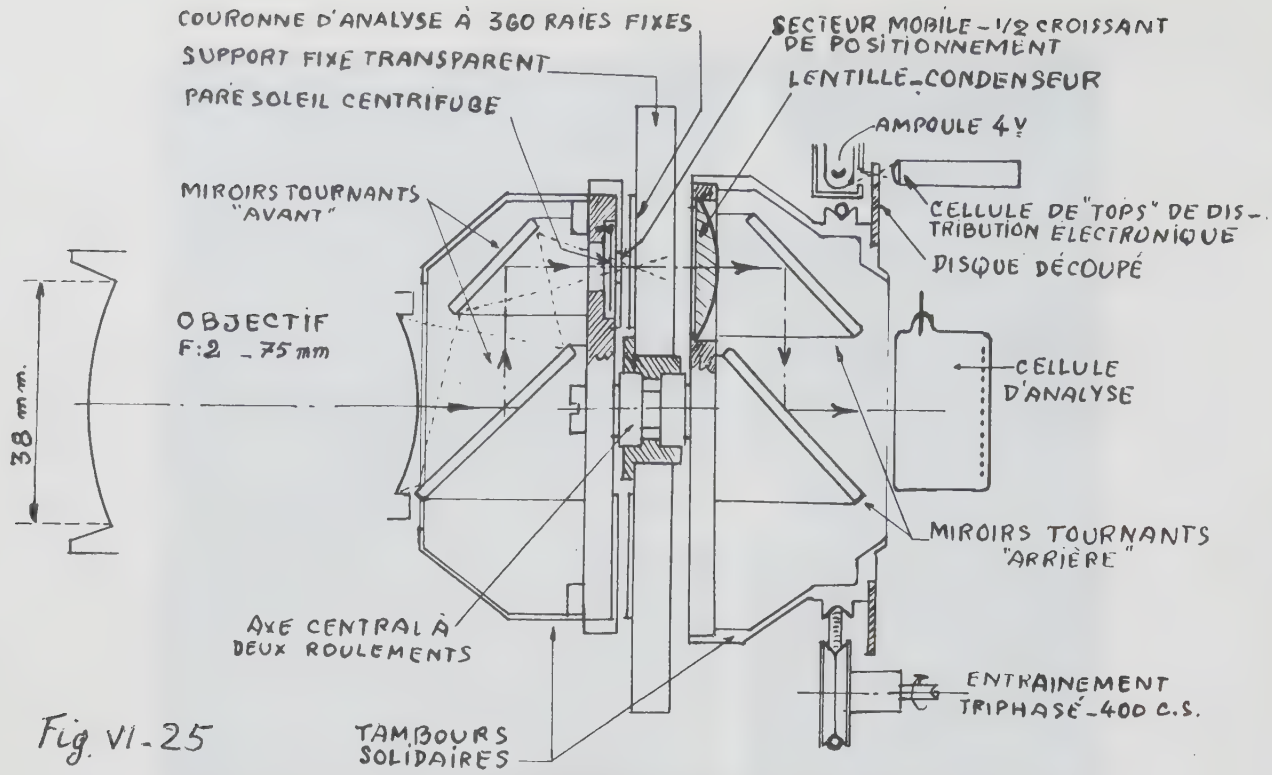


Fig. VI-25

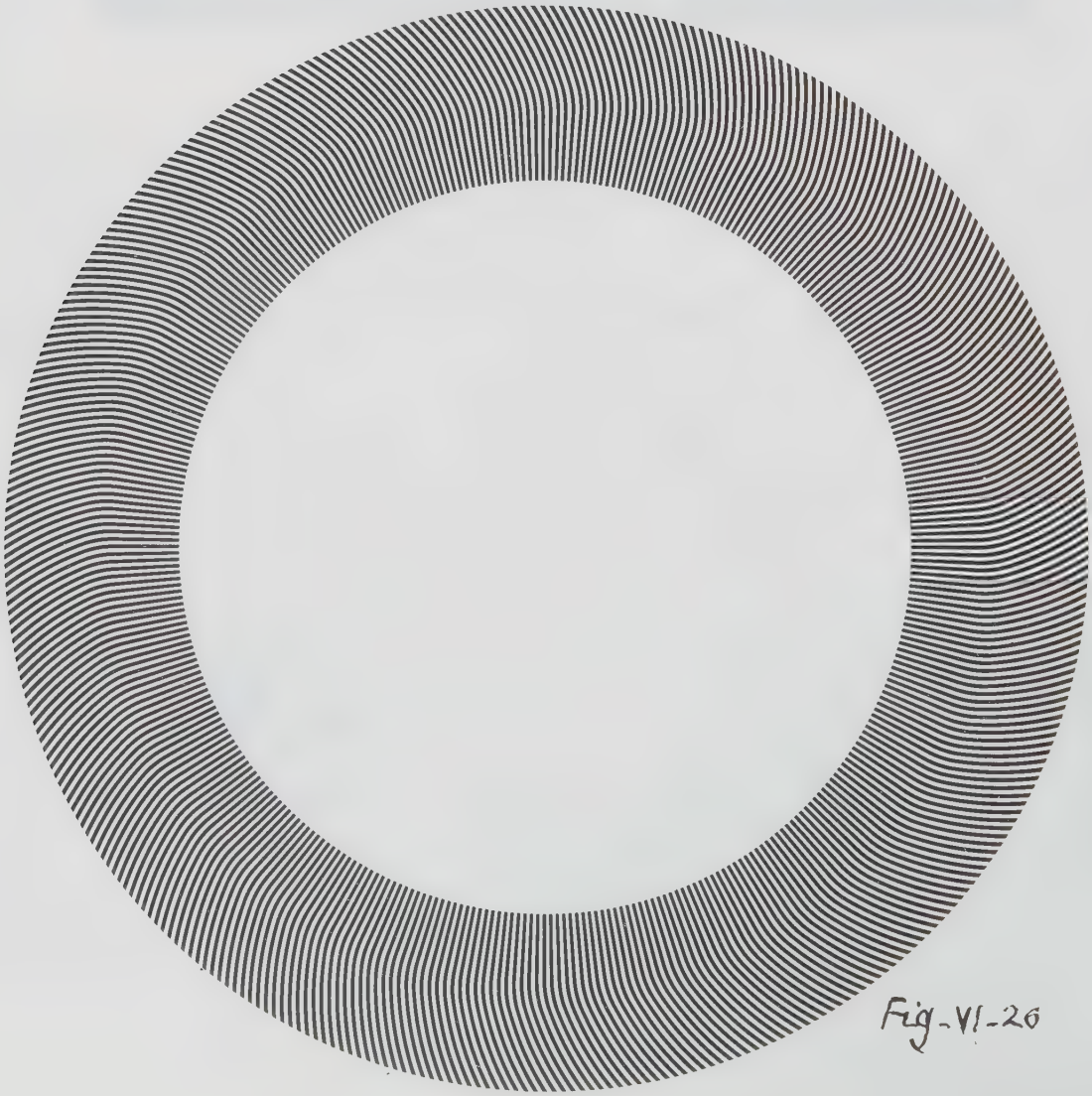


Fig. VI-26

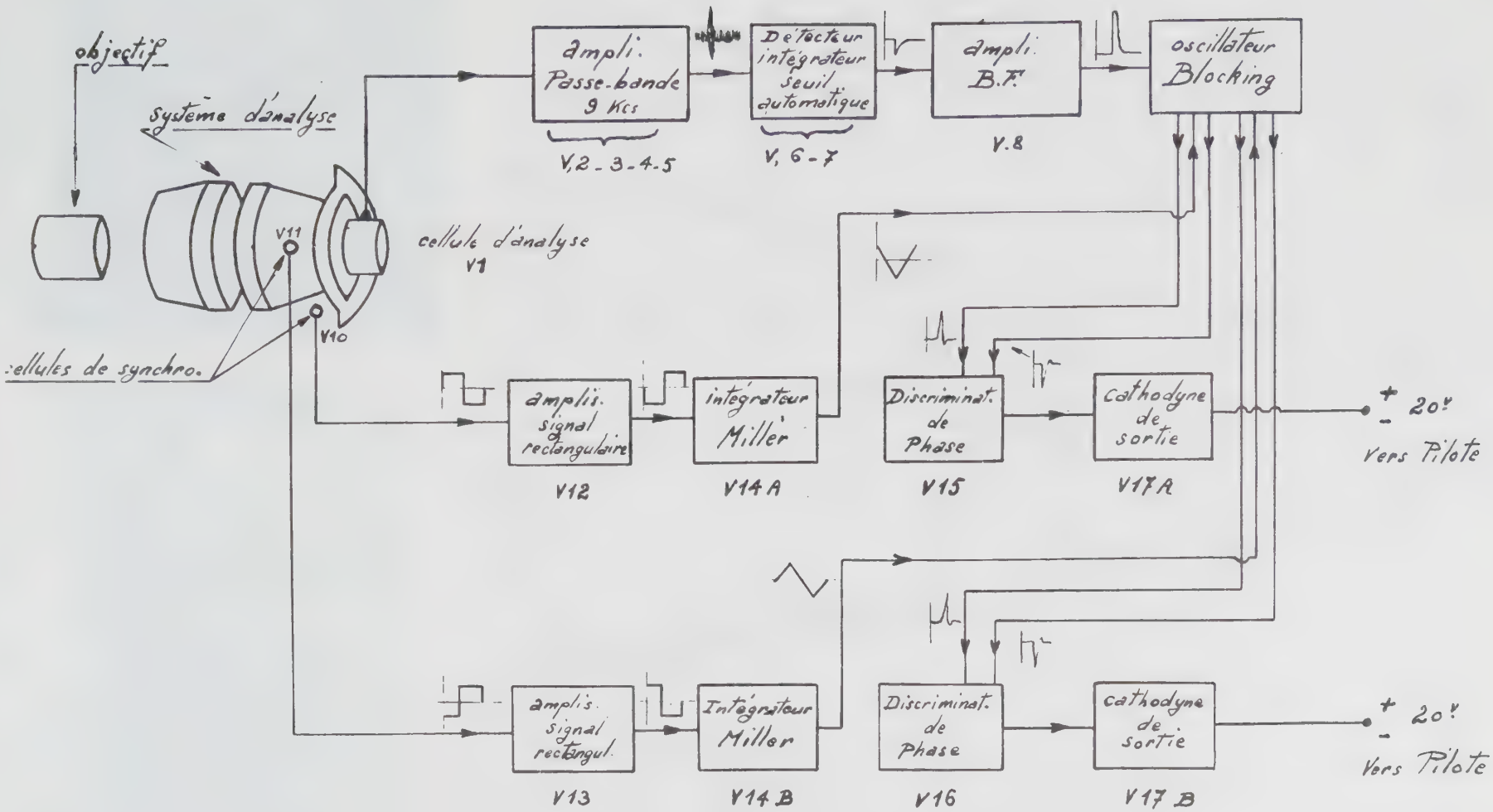

objectif
système d'analyse
V11
V10
cellules de synchro.
cellule d'analyse
V1
Ampli. Passe-bande 9 Kcs
V,2-3-4-5
Détecteur intégrateur seuil automatique
V, 6-7
Ampli. B.F.
V.8
oscillateur Blocking
amplis. signal rectangulaire
V12
intégrateur Miller
V14 A
Discriminat. de Phase
V15
cathodyne de sortie
V17 A
+ 20v -
Vers Pilote
amplis. signal rectangul.
V13
Intégrateur Miller
V14 B
Discriminat. de Phase
V16
cathodyne de sortie
V17 B
+ 20v -
Vers Pilote

Fig. VI-28

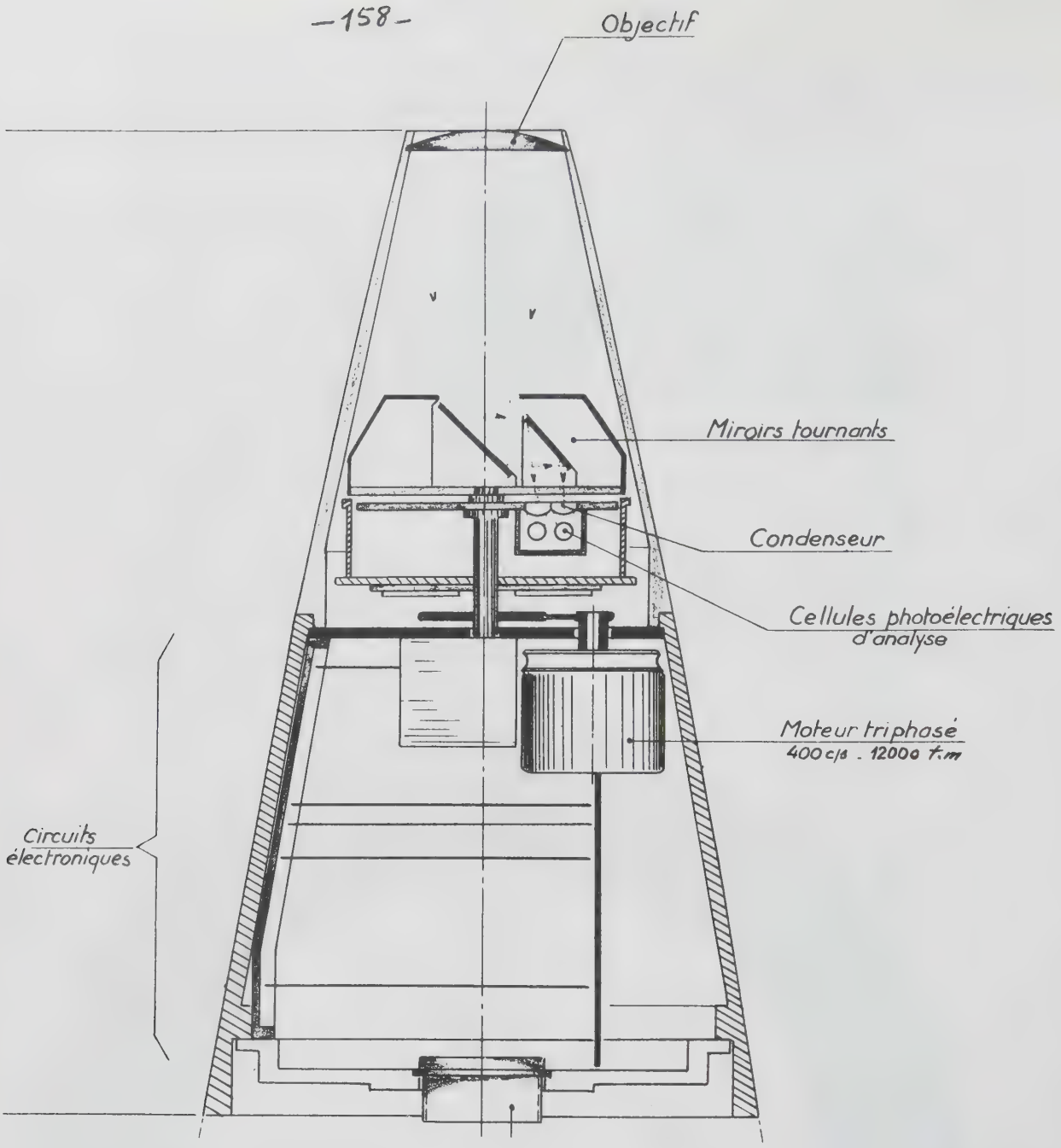
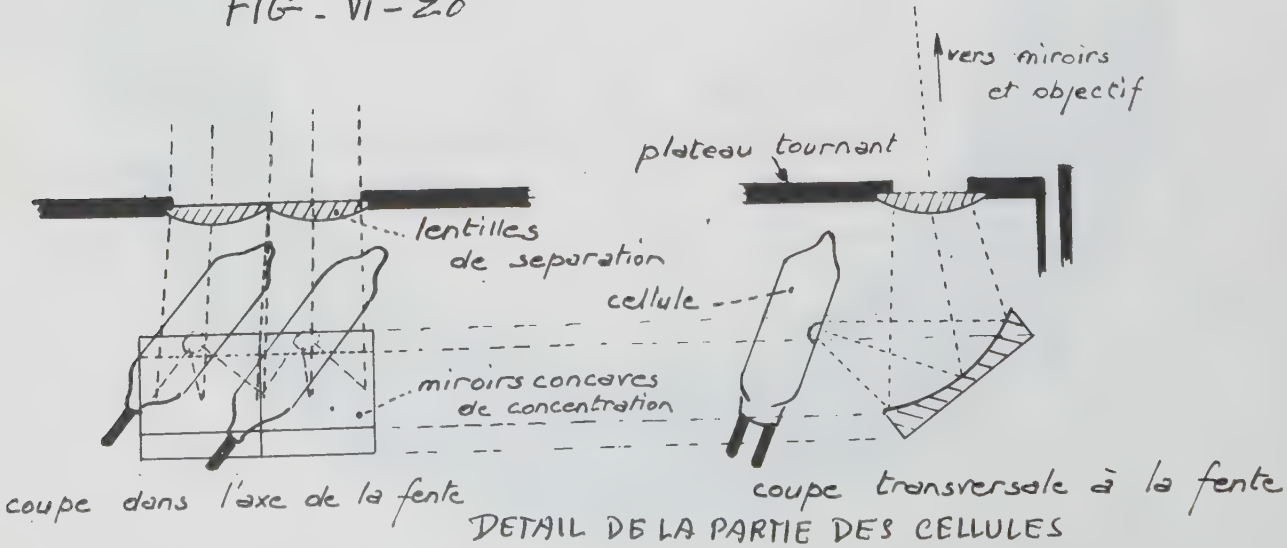


FIG. VI-28



DETAIL DE LA PARTIE DES CELLULES

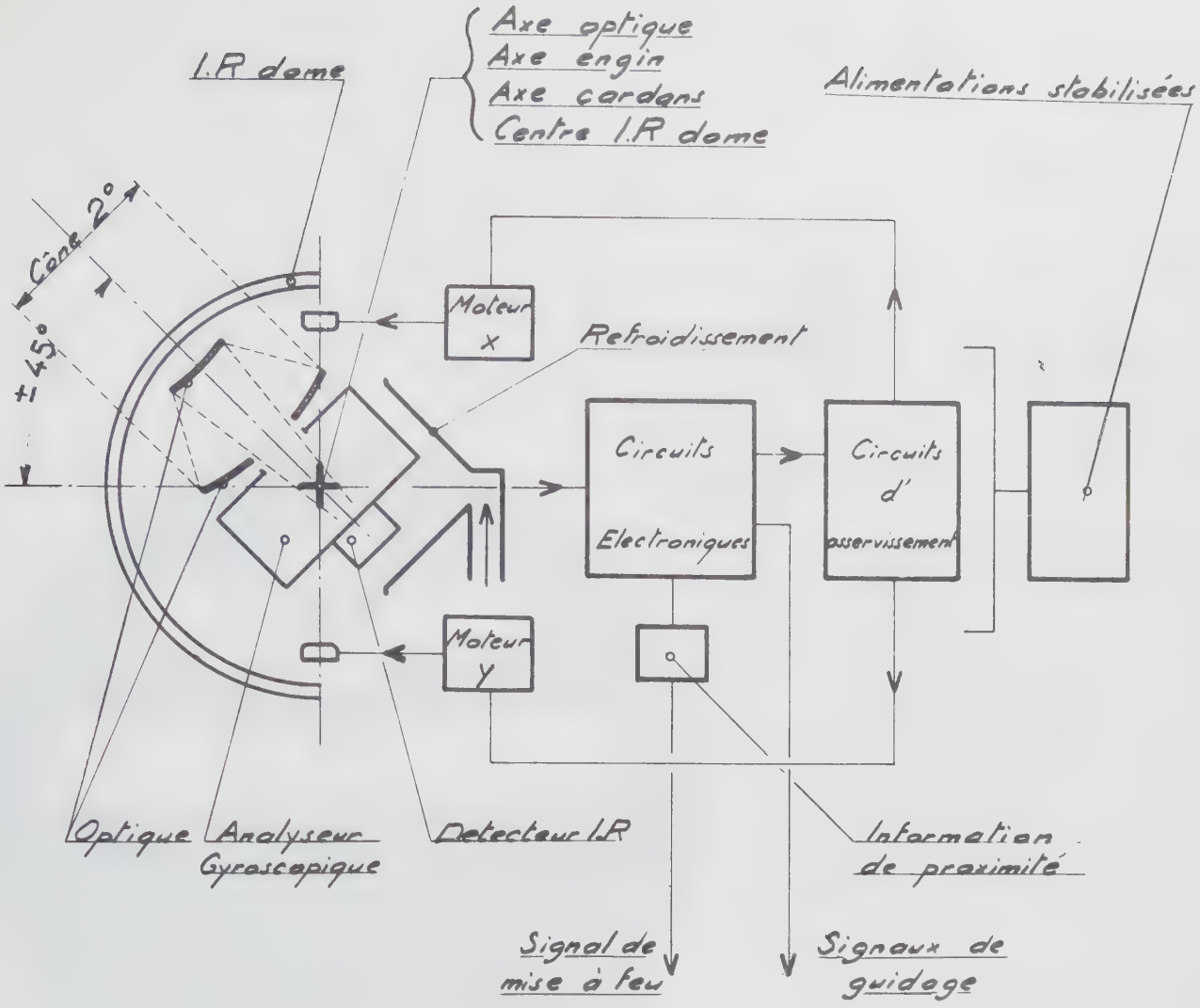
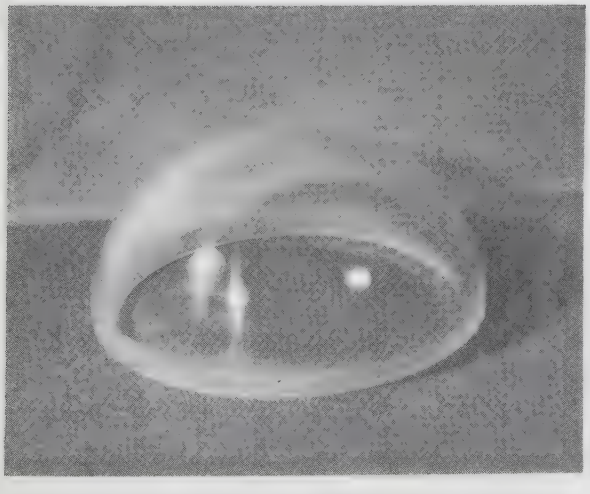
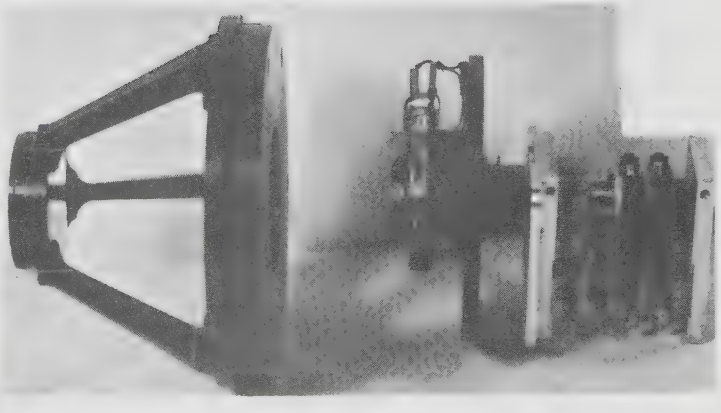
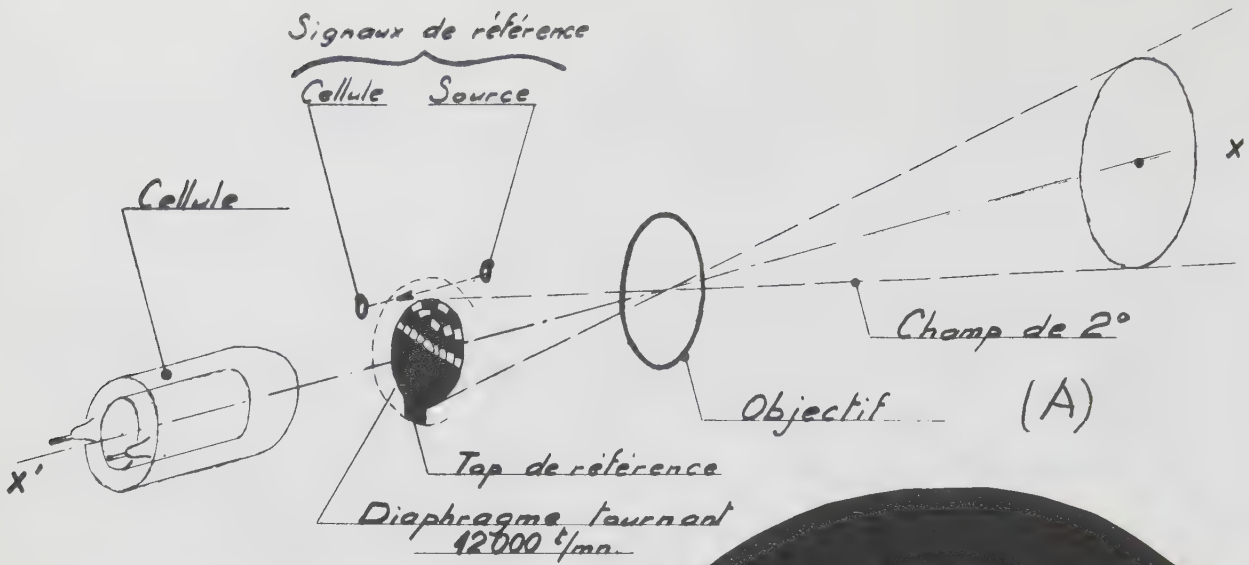

I.R dome
Axe optique
Axe engin
Axe cardans
Centre I.R dome
Alimentations stabilisées
Cône 2°
+45°
Moteur X
Refroidissement
Circuits Electroniques
Circuits d' asservissement
Moteur Y
Optique
Analyseur Gyroscopique
Detecteur I.R
Information de proximité
Signal de mise à feu
Signaux de guidage

Fig. VI-29







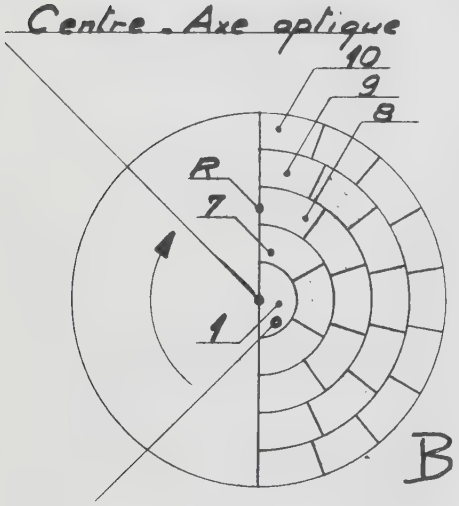


Fig. VI-30

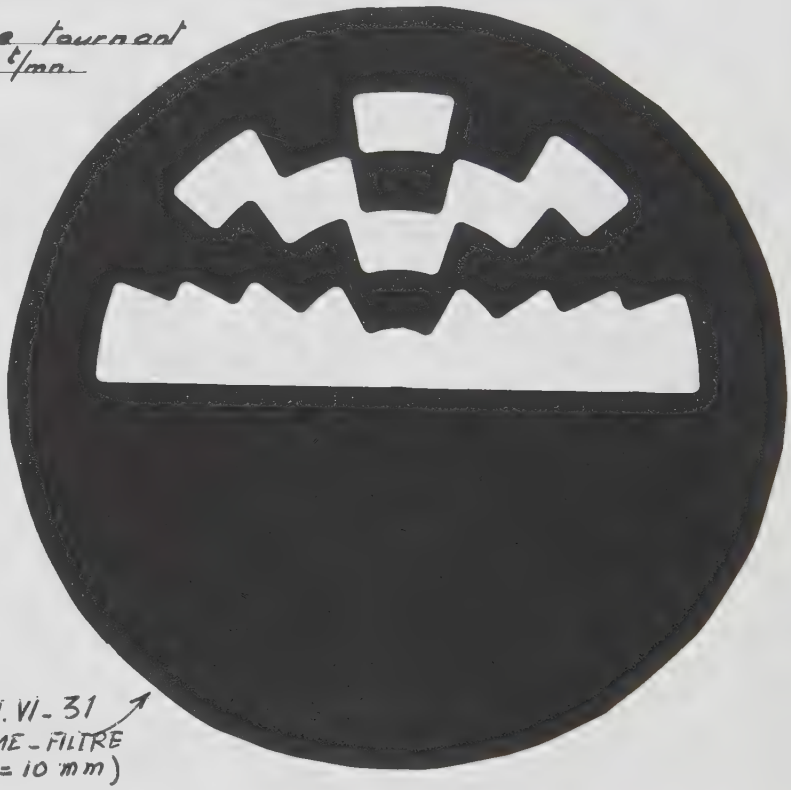
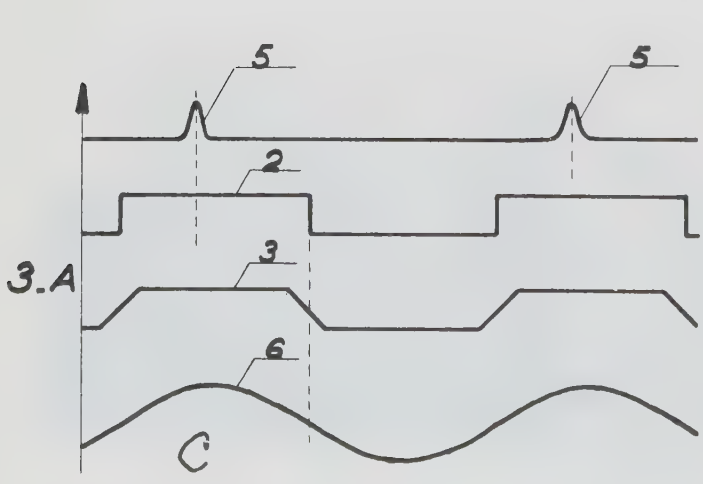
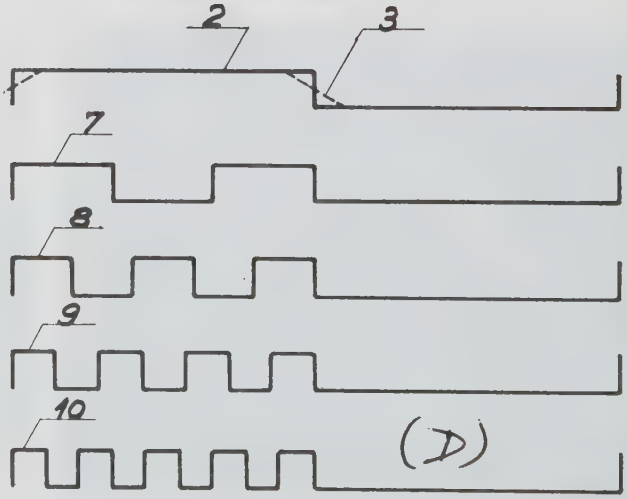


Fig. VI-31
DIAPHRAGME - FILTRE AGRANDI. (ϕ = 10 mm)





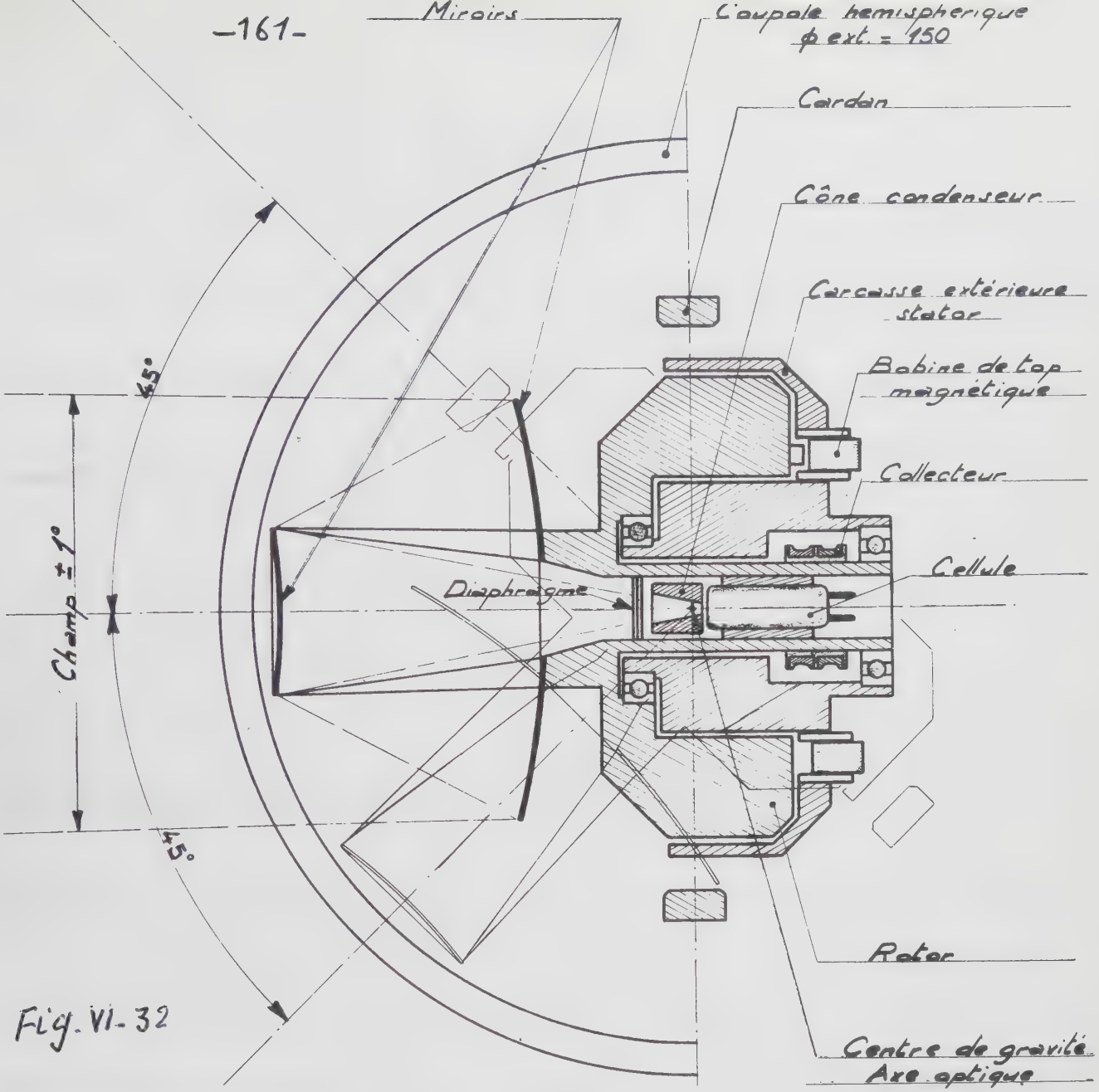


Fig. VI-32

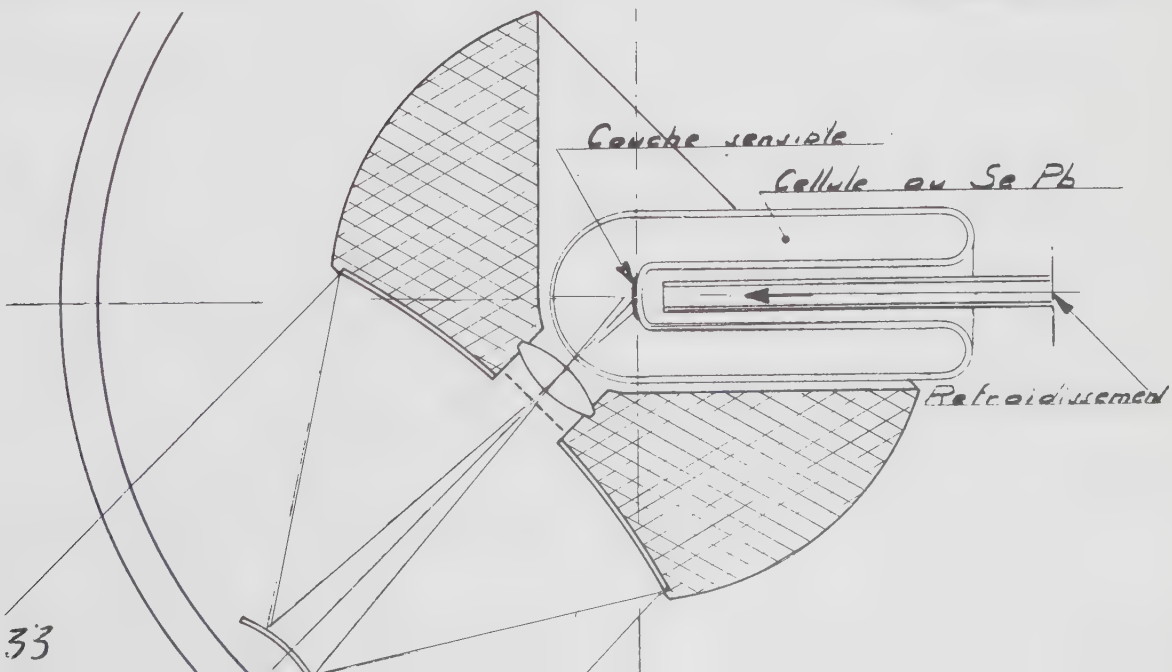


Fig. VI-33

BIBLIOGRAPHIE

1 - G. BRUHAT - Cours de Physique générale - Thermonynamique - Masson Paris 1939

2 - J. LECOMTE - Le spectre infrarouge - Presses Universitaires de France - Paris 1928

3 - J. LECOMTE - Le rayonnement infrarouge - Gauthier Villars - Paris 1949

4 - J. LECOMTE - Instruments et méthodes pour la mesure de l'énergie rayonnante, Chapitre X (p. 11 à 104) dans J.Surugue : Technique Générale du Laboratoire de Physique - Vol. 11 - C.N.R.S.- 1950

5 - P. FLEURY et J.P. MATHIEU - Physique générale et expérimentale - Chaleur, Thermodynamique, états de la matière - Eyrolles - Paris 1954

6 - J.P. MATHIEU - Cours de Physique expérimentale - S.E.D.E.S. - Paris 1961

7 - M. OLMER - Rayonnement et mesures thermiques - 1° Transfert de chaleur par rayonnement - Centre de Doc. Univ. et S.E.D.E.S.- Paris 1961

8 - Paul BASTIEN - Physique générale, dans Technique de l'Ingénieur - Paris 1947

9 - G. RIBAUD - Mesures des températures - A. Colin - Paris 1959 -

10 - G. RIBAUD - Traité de pyrométrie optique - Paris 1931 - Edit. Revue d'optique

11 - G. RIBAUD et E. BRUN - Le rayonnement thermique (Ed. Senrac)- Paris 1948

12 - G. RIBAUD et Coll. - Etudes de pyrométrie pratique - Eyrolles et Gauthier Villars - Paris 1959 -

13 - R.A. SMITH, F.E. JONES, R.P. CHASMAR - The defection and mesurement of intra-red radiation - Clarendon Press - Oxford 1957 -

14 - Douglas M. CONSIDINE et Coll. - Process Instruments and Controls Handbook Mc. Graw-Hill C° Inc. N.Y. 1957 -

15 - J. BURTON - Pratique de la mesure et du contrôle dans l'industrie - Tome 11 - Dunod - 1959 -

16 - Mark PIVOVONSKY and Max R. NAGEL - Tables of Blackbody radiation functions Macmillan C° édit. New-York 1961 -

17 - LOUISNARD et LAFON - Courbe spectrale d'énergie du rayonnement du Corps noir - O.N.E.R.A. - Direction de Physique Générale 1961 -

18 - H.L. BERMAN - The infrared radiometric method and its applications to remote temperature measurements - I.R.E. transactions on Industrial electronics Vol. IE - 8 - Aug. 1961 Number 2 - Inst. of Rad. Ing. - New-York -

19 - David L. LANDERS - Infrared progress to date - Missile and Space - Nov. 1961 - New-York -

20 - W.L. WOLFE and T. LIMPERIS - Quantum point detectors : Space Aeronautics, Nov. 1961 - New-York -

21 - Frederick A. ROSELL - Imaging-Tube detectors : Space Aeronautics - Nov. 1961 - New-York -

22 - E.M. WORMSER and Russel DE WAARD - Thermal detectors : Space Aeronautics - Nov. 1961 - New-York -

23 - Bernard KOVIT - Infrared detectors - Space Aeronautics - Nov. 1961 - N.Y. -

24 - G. COURRIER - Les détecteurs de rayonnement infrarouge - Doc. AERO N°71 - Paris, Nov. 1961 -

25 - O. DEUTSCHBEIN - Le rayonnement infrarouge - L'onde Electrique - Vol. 39, N° 392 - Nov. 1959 -

26 - R.M. PETRITZ - Fundamentals of infrared detectors - Proc. IRE, vol. 47 N° 9 p. 1495 - Sept. 1959 -

27 - T.S. MOSS - Optical properties of semiconductors, Butterwords Scientific Publications - London 1959 -

28 - G.K. WERTHEIM - Carrier Lifetime in indium antimonide - Phys. Rev. vol. 104 - Nov. 1956 -

29 - G. BEMSKY - Recombination in semiconductors - Proc. IRE - vol. 46 - Juil. 1958 -

30 - W. SHOCKLEY - Electrons holes and traps - Proc. IRE - Vol. 46 - Juil. 58 -

31 - W. SHOCKLEY et W.T. READ - Statistics of the recombination of electron and holes - Phys. Rev. - vol. 87 - Sept. 1952 -

32 - R.L. PETRITZ, J.N. HUMPHREY - Research on photoconductive films of the lead salts - Proc. I.R.I.S. - vol. 3 - Mars 1958 -

33 - B.R. RUSSEL, E.E. HAHN - Optical and photoconductive properties of silicon and germanium - John Wiley and son Inc.-N.Y.56

34 - F.L. LUMIS, R.L. PETRITZ - Noise time constant and hall studies on lead sulfide photoconductive - Phys. Rev. vol. 105 - Janv. 1957 -

35 - J.F. WOODS - Investigation of the photoconductive effect in lead sulfide films using Hall and resistivity measurements - Phys. Rev. Vol. 106 pp. 325 - 340 -

36 - R.L. PETRITZ - Theory of photoconductivity in semiconductor films - Phys. Rev. - Vol. 104 - Déc. 1956 -

37 - H. LEVINSTEIN - Impurity photoconductivity in germanium - Proc. I.R.E. vol. 47 N° 9 - Sept. 1959 -

38 - S.J. NICOLOSI, L.H. DEVAUX, A.J. STRAUSS - New Intermetallics offer wide infrared response, Electronics - 4 Juillet 1958 -

39 - M.E. LASSER, P. CHOLET, F.C. WURST - High sensitivity cristal infrared detectors - I. Opt. Soc. Am. - Vol. 48 N° 7 - Juillet 1958 -

40 - D.C. AVERY, D.W. GOODWIN, A.E. RENNIE - New Infrared detectors using indium antimonide - Journ. of Scient. Instrum. Vol. 34 - Oct. 1957 -

41 - T.S. MOSS - Photovoltaïc and photoconductive theory applied to InSB . Journ. of Electronics Vol. 1 série 1 n° 2 - Sept. 1955 -

42 - G.R. MITCHELL, A.E. GOLDBERG, S.W. KURNICK - InSB photovoltaïc cell. Phys. Rev. - Vol. 97 - série 2 p. 239 - 1955 -

43 - Detectivity and preamplifier considerations for indium antimonide photovoltaïc detectors - Proc. IRE - vol. 47 - N°9 - Sept. 1959

44 - J.T. WALLMARK - A new semiconductor photocell using lateral photo effect - Proc. I.R.E. - Avril 1957 -

45 - G. COURRIER, Y. MARFAING - Etude des effets photovoltaïques dans les jonctions par l'antimoniure d'indium - C.R. Ac. des Sc. t. 250 - pp. 3798 - 3800 - Juin 1960 -

46 - J.R. DAVEY - Thermoionic and semiconducting properties of Ag 32 J; appl. Phys. - Vol. 28 - 1957

47 - P.G. BORZYAK, K.F. BIBIK, G.S. KRAMERANKO - Distinctive characteristic of the photo effect in CsOAg photocathodes - Bull. Ac. Sc. U.R.S.S. - Phys. Ser. - Vol.1039, 1956 -

48 - J.H. DE BOER - Electron emission and adsorbtion phenomena - Cambridge Univ. Press - Cambridge Eng. 1935 -

49 - G.A. MORTON - L.E. FLORY - An infrared image tube and its military applications, RCA Rev. Vol. 7 - Sept. 1946 -

50 - R. GALINARO - Les transformateurs d'images : applications en photographie ultra-rapide . L'onde électrique - Nov. 1959

51 - W.G. LANGTON - A fast sensitive metal bolometer - J. Opt. Soc. Am. - vol. 36 - p. 355 - 1946 -

52 - B.H. BILLINGS, W.L. HYDE, E.E. BARR - An investigation of the properties of evaporated metal bolometers - J. Opt. Soc. Am. Vol. 37 - pp. 123-132 - 1947 -

53 - E.M. WORMSER - Properties of thermistor infrared detectors - J. Opt. Soc. Am. Vol. 43 - Janv. 1953 -

54 - W.H. BRATTAIN, J.A. BECKER - Thermistor bolometers - J. Opt. Soc. Am. Vol. 46 - p. 354 - 1946 -

55 - JOBIN - YVON - Détecteur pneumatique de Rayonnement, LIC-ONERA - Paris 1961 -

56 - C. RAVITSKY, C. CUMING, T. MOSS - "Standard Procedure for target and Background" Infrared Measurements - Off. Dir. Def. Res. and Eng. - Apr. 1961 -

57 -Criter for the Performance of Infrared System - Aerojet General Rep. 1610 - May 1959 -

58 - A.I. WEIMAN, J.WINSLOW - Radiation Tracking Transducer - Proc. 4 th I.R.E. Instr. Conf. - Nov. 1959 -

59 - Infrared Sensor Developments - Final Rep. A.F. 36 (616) - 5835 - Trionics Madison Wir. Mar. 1960 -

60 - R.C. JONES - Phenomenological Description of the Response and detecting Ahibity of radiation detectors, Proc. I.R.E. 47/9 Sept. 59

61 - DAVIES M.J. - Chimie et Physique 18.3.1950 dans "Detection and measurement of I.R. Radiation" -

62 - CASHMAN - Mise au point de cellules photoconductrices sensibles au PbS O.S.R.D. - rap. 5998 - 31.10.1945 et dans

63 - SOVIREL - Verreries de Bagneux - Documentation technique

64 - BRATTAIN and BRIGGS - Phys. Rev. 75 - 1705 (1949) - Ibid 76-1530 (1949) - Phys. Rev. 77 - 287 (1950) -

65 - PHIL. TRANS. - Roy. Soc. 90.284 (1800)

66 - U.S. PATENT - 755.840 (1901) -

67 - Ensemble BEAUDOIN - Groupe de pompage réf. 745 -

68 - KIEINESKI F. - Chimical in Industry - 17 - 54 - 1948 -

69 - PASCAL - Traité de Chimie Minérale - page 1418, vol. 13 - 2 ème tome

70 - P. BARCHEWITZ, G. AMAT et C. ROSSETTI - Contribution à l'étude de la transmission infrarouge de la basse atmosphère - Publicat. Scient. du Ministère de l'AIR - (1954) -

71 - A. ARNULF - La Physique Tome 11 p. 2 - 28 - 3 - Encyclopédie Franç.(56)

72 - A. ARNULF - J. BRICART, E.CURE et Cl. VERET - Recherches sur la transmission de la lumière par la brume et par le brouillard - Revue d'optique (1959) -

73 - H. PERPEROT - Densitométrie photoélectrique - Annales des falsifications et des fraudes N° 605 - Mai 1959 -

74 - Brevet René HARDY/SEPCO 564.119 - 1.12.48 - "Système de signalisation plus particulièrement applicable aux automobiles"

75 - Brevet René HARDY / Gabriel LEFEVRE/DRIVOMATIC - 1.234.2181 du 15.5.1959 -

76 - Brevet René HARDY / DRIVOMATIC - 1.120.201 - 16.4.1956 -

77 - Brevet René HARDY/ Yves LE PORT/DRIVOMATIC 1.120.201 - 16.4.1956 -

78 - Brevet René HARDY - 1.206.924 - 22.5.1958 -

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Discrimination et localisation de sources de rayonnement infrarouge dans un milieu hétérogène "

Vu et approuvé
Paris, le 10 Juin 1962
Le Doyen de la Faculté des Sciences

Marc ZAMANSKY

VU
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris

Jean ROCHE